

Künstliche radioaktive Produkte in der Atmosphäre

Von G. SCHUMANN

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. Januar 1956)

Das Filterverfahren, bei dem die an Aerosole angerten aktiven Substanzen aufgesammelt werden [2], übertrifft alle anderen Methoden zur Messung Lufradioaktivität an Einfachheit und Genauigkeit. Es hat besondere Vorteile für die Untersuchung lebiger und schwacher Aktivitäten. In dieser Hinsicht gehen seine Anwendungsmöglichkeiten weit über die älteren Meßverfahren hinaus. Für die Untersuchung der von Atombombenversuchen her stehenden Spaltprodukte ist es damit das geeignete Verfahren.

Durch Filter von etwa 30 cm² wurden 2,5–10 m³/h gesaugt, die Expositionszeit betrug im allgemeinen 48 h. Nach Schluß der Exposition wurde β -Aktivität der Filter gemessen, zunächst etwa 1 cm lang, dann wieder nach 3–4 Tagen, wenn die Aktivität der Thoron-Folgeprodukte auch im Fall geringer Spaltproduktaktivitäten mit Sicherheit einen Beitrag mehr lieferte, und weiter in größeren Abständen. Der Nulleffekt der Zählrohre betrug mit 10 cm Pb-Abschirmung etwa 13 cpm, mit Antikoinzidenzkranz und 10 cm Pb etwa 3 cpm. Die erreichbare Genauigkeit war maximal 10⁻¹⁴ Curie/m³, brauchte er nicht immer voll ausgenutzt zu werden.

Der Abfall der Spaltproduktaktivität entspricht der Überlagerung sehr vieler verschiedener Halbwertszeiten. Verfolgt man ihn über einige Wochen, findet man zuerst ungefähr Proportionalität zu t^{-1} und nach längerer Zeit, wenn sich der Verlauf der Abfallkurve genauer festlegen läßt, Proportionalität $t^{-(1+x)}$, wo x von der Größenordnung 0,1 ist. Nach der Entstehung ist die Verteilung der Halbwertszeiten mit guter Näherung statistisch. Diese Näherung wird jedoch mit der Zeit immer schlechter, weil schließlich nur noch relativ wenige gleichartige Substanzen den Abfall bestimmen. Es wird also eine allmähliche Änderung des Abfallgesetzes eintreten. Während der Beobachtungszeiten nicht viel mehr als 1 Jahr an Einzelfiltern, über die hier berichtet wird, konnte eine solche Änderung allerdings nicht nachgewiesen werden.

Bei stärkerem Anteil der Spaltprodukte an der Gesamtfilteraktivität war die Abfallkurve schon zu Anfang gegenüber einer reinen Ra-Th-Kurve merklich verändert, wie Abb. 1 zeigt. Es wäre aber falsch, daraus zu schließen, daß die Konzentration der Spaltprodukte in der Luft die Größenordnung der Konzentration der Radon- und Thoron-Folgeprodukte der Atmosphäre erreicht habe. Je länger die Expositionszeiten sind, desto mehr werden auf dem Filter die langlebigen Substanzen bevorzugt. Für die Substanz bzw. die auseinander hervorgehenden Substanzen einer Zerfallsreihe ist nach 5 Halbwertszeiten (in der Ra-Reihe nach 2 1/2 h, in der Th-Reihe nach wenig mehr als 2 d) auf dem Filter Gleich-

gewicht [2] erreicht (auf 3 %), d. h. die zugehörige Aktivität ändert sich praktisch nicht mehr.

Für das Gemisch der langlebigen Spaltprodukte, das man in großen Entfernungen vom Entstehungsort auffängt, wird in keinem Fall bei den verwendeten Expositionszeiten Gleichgewicht erreicht, und die effektiven Halbwertszeiten sind schon zu Beginn der Messung so lang, daß man die Ansammlung als proportional zur Saugzeit bzw. zur durchgesaugten Luftmenge anzunehmen hat. Das gilt dagegen nach dem obigen keineswegs für die Radon- und Thoron-Folgeprodukte, so daß das Verhältnis der Spaltproduktaktivität zur natürlichen Aktivität auf dem Filter ein ganz anderes ist als das der entsprechenden Konzentrationen in der Luft.

Bei den Dauermessungen wurde also die Konzentration der Spaltprodukte in der Luft auf Grund der durch die einzelnen Filter gesaugten Luftmengen ermittelt. Sie wurde unter der Voraussetzung bestimmt, daß während der Expositionszeit der Filter ein Zerfall nicht stattfindet. Diese Voraussetzung ist mit einer Genauigkeit von rd. 10 % erfüllt, wenn die effektive Halbwertszeit zu Beginn der Messung 13 d nicht unterschreitet. Das ist in den weitaus meisten Fällen erfüllt. Nur wenn die Produkte innerhalb besonders kurzer Zeit vom Entstehungsort an die Meßstelle gelangten, traten Ausnahmen auf. In diesem Fall wurde unter Verwendung der betreffenden effektiven Halbwertszeit die Beziehung

$$N\lambda = f(1 - e^{-\lambda T}) C$$

(N Zahl der aktiven Atome auf dem Filter, C Konzentration der aktiven Atome in der Luft in m⁻³, f Sauggeschwindigkeit in m³/min, T Expositionszeit in min) benutzt, in der man für den normalen Fall eines genügend kleinen λ die Klammer durch λT ersetzen kann und

$$N\lambda = f C \lambda T$$

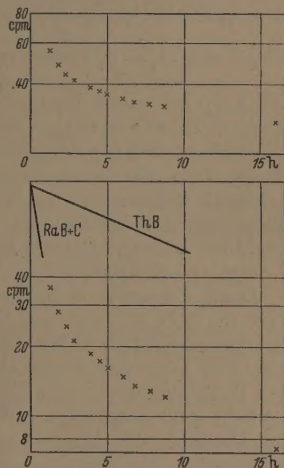


Abb. 1. Abfall der Filteraktivität in den ersten Stunden nach der Exposition. Oben: Gesamtaktivität. Unten: Anteil der natürlichen Aktivität mit Angabe der mittleren Halbwertszeiten für die Emanationsfolgeprodukte der Ra- und der Th-Reihe.

erhält. Im letzten Fall kann man darauf verzichten, λ irgendeine spezielle Bedeutung beizulegen, und hat dann in einer dem physikalischen Sachverhalt besser angemessenen Weise einfach unter $N\lambda$ die Aktivität auf dem Filter und unter $C\lambda$ die Aktivität pro m^3 Luft zu verstehen.

Wenn die Voraussetzung einer genügend langen effektiven Halbwertszeit erfüllt ist, kann man die Spaltproduktaktivität auch aus dem ThB-Abfall [2] bestimmen. Zu irgendeinem Zeitpunkt sei die Zählrate

$$a_1 = r_1 + a,$$

r_1 die Aktivität der Th-Produkte, a die der Spaltprodukte, zu einem späteren Zeitpunkt entsprechend

$$a_2 = r_2 + a.$$

Dann muß

$$r_2 = r_1 e^{-\lambda T_{\text{ThB}} t_{12}}$$

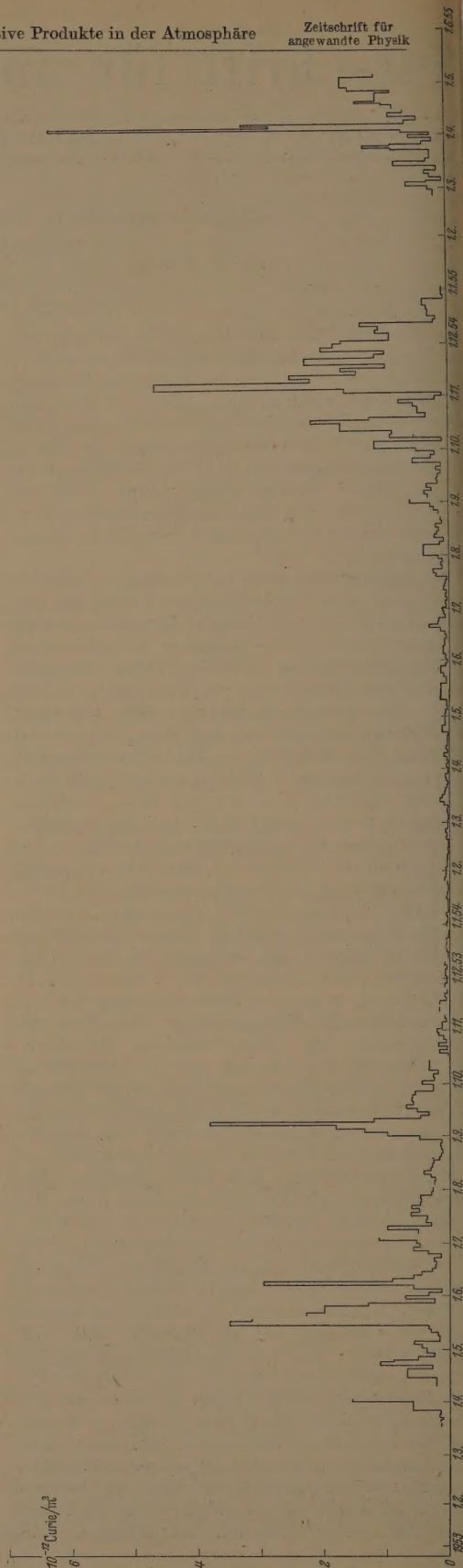
sein, t_{12} die Zeitdifferenz, und

$$a = (a_2 - a_1 e^{-\lambda T_{\text{ThB}} t_{12}}) / (1 - e^{-\lambda T_{\text{ThB}} t_{12}}).$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der β -Zähler für die Spaltprodukte war früher auf einem indirekten Weg ermittelt worden [9]. Vergleichsmessungen mit einem Methandurchflußzähler, in dessen Inneres das Filter gebracht werden konnte, zeigten jedoch, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für die Spaltprodukte nur 15% betrug. Offenbar ist der Anteil weicher β -Strahlen erheblich.

Die auf diese Weise bestimmten Konzentrationen sind in Abb. 2 wiedergegeben. Sie liegen in der Größenordnung 10^{-13} bis 10^{-12} Curie/ m^3 und damit erheblich unter der natürlichen Aktivität. Die von den Spaltprodukten herrührende Untergrundaktivität liegt größenordnungsmäßig bei einigen Promille, die Aktivität der Maxima bei einigen Prozent der natürlichen Aktivität. Der zeitliche Verlauf der Konzentration während der letzten Jahre und ihre Beeinflussung durch amerikanische und russische Atombombenversuche stimmen gut überein mit den Messungen in Paris [10].

Die Spaltprodukte können nur von Atombombenexplosionen stammen, da Reaktoren als Quelle praktisch ausscheiden. Durch Messungen an verschiedenen Orten [3, 4, 8, 11, 12] ist bekannt, daß sich die in große Höhen geschleuderten Produkte in der Atmosphäre weit verbreiten. Die Herkunft von Atombombenexplosionen konnte in zahlreichen Fällen direkt bestätigt werden durch die Bestimmung des Entstehungszeitpunktes der Spaltprodukte. Die Abweichung des im Abfallgesetz auftretenden Exponenten von 1 ist in den ersten Wochen nach der Spaltung so gering, daß man für die Datierung mit $1/t$ rechnen kann. Die Zeitbestimmung wird sehr vereinfacht, wenn man statt der Filteraktivität a als Funktion von $1/t$ die reziproke Aktivität $1/a$ als Funktion von t aufträgt. Dann erhält man für jedes Filter eine Gerade. Für $1/a \rightarrow 0$, also $a \rightarrow \infty$ ergibt sich der Zeitpunkt der Reaktion, von der die Spaltprodukte stammen. Die tatsächliche absolute Höhe der Aktivität im Zeitpunkt der Entstehung spielt keine Rolle, denn sie ist in jedem Fall so groß, daß $1/a$ dem Wert 0 sehr nahe kommt und der durch die verbleibende Differenz bedingte Fehler gegenüber



sonst auftretenden Unsicherheiten völlig außer Betracht bleiben kann. Abb. 3 gibt zwei Beispiele für solche Zeitbestimmungen. Die senkrechten Markierungen auf jeder Geraden bezeichnen das Ende der Expositionszeit. In den meisten Fällen werden offizielle Mitteilungen über die Bombenversuche zum Datenverfügbar zur Verfügung.

Das geschilderte Verfahren der Datierung setzt voraus, daß die auf den betreffenden Filter aufgefangenen Spaltprodukte im wesentlichen von einem bestimmten Tag stammen. Nur wenn man die Abfallkurve bei der Extrapolation auf $1/a \rightarrow 0$ ein eindeutiges Ergebnis liefern. Solche Verhältnisse sind im allgemeinen gegeben. Wenn die Konzentration in der Luft nicht zu lange nach einer Explosion ansteigt über den Untergrundpegel ansteigt. Da man die Mischungsverhältnisse in der Atmosphäre nie hinreichend gut beurteilen kann, wird man die Zeitbestimmung erst dann als plausibel ansehen dürfen, wenn mehrere Filter das gleiche Datum liefern. Dabei ist unter denjenigen Filtern das höchste Gewicht zuzuerkennen, deren Aktivität am höchsten ist, weil man die Genauigkeit am größten wird, und deren Expositionszeit der Entstehung der Spaltprodukte am nächsten liegt.

Die Näherung $1/t$ für diese Fälle ist am besten ist. Die Extrapolation aus der gemessenen Abfallkurve mittels eines von 1 verschiedenen Exponenten bedeutet in diesen Fällen gegenüber der Verwendung der ausgezeichneten $1/a$ -Geraden keine außerordentlich große Fehlervergrößerung.

Nach der Bestimmung des Entstehungszeitpunktes kann man rückwärts den Exponenten der Abfallkurve mit größerer Genauigkeit ermitteln, indem man eine Kurve doppelt logarithmisch aufträgt. Zwei Beispiele hierfür zeigt Abb. 4.

Gelegentlich ist bei solchen Darstellungen zu beobachten, daß die Kurven für Filter mit gleichaltrigen Produkten diejenigen mit der größten Aktivität die steilsten sind und die schwächeren ein wenig flacher verlaufen, gleichgültig ob ihre Expositionszeit vor oder nach derjenigen der Filter mit hoher Aktivität liegt. Die

Erklärung für diesen Umstand ist darin zu suchen, daß sich bei den Filtern mit schwächeren Aktivitäten ein wenig die aus älteren Zeiten stammenden Produkte bemerkbar machen. Der Abfall exponent lag bei den über längere Zeit, d. h. 1 Jahr oder mehr

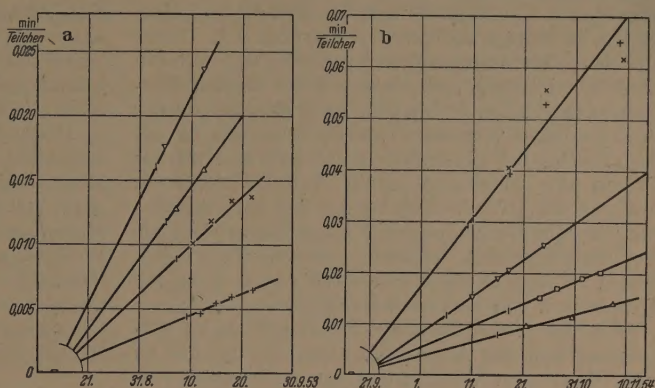


Abb. 3. Bestimmung des Entstehungszeitpunktes der Spaltprodukte: a) Explosion vom 12. 8. 1953; b) vom 17. 9. 1954.

verfolgten Filtern bei 1,1 bis 1,2 in Übereinstimmung mit den Berechnungen [6, 7]. Die Exponenten für Produkte verschiedener Ereignisse unterscheiden sich zum Teil merklich, was auf Verschiedenheit in der Bombenzusammensetzung hinweist.

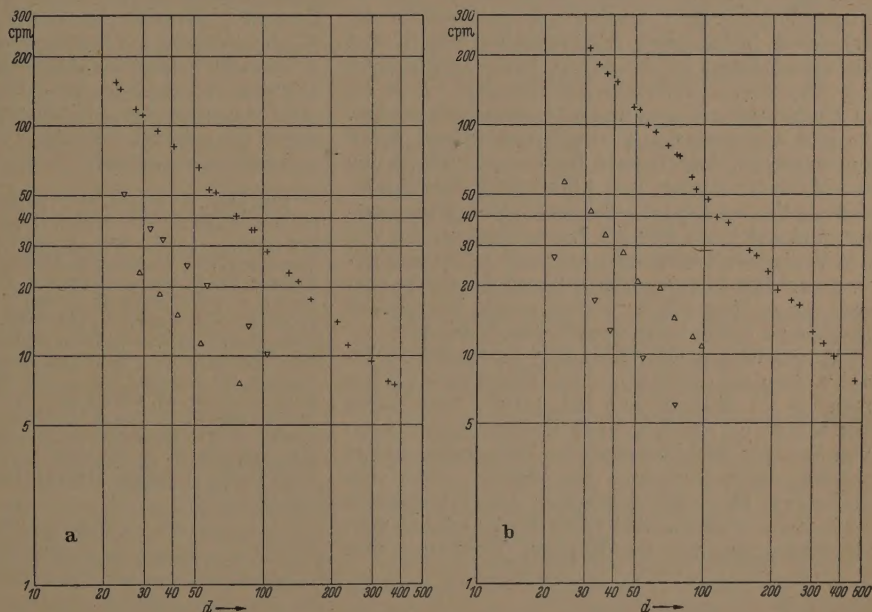


Abb. 4. Abfall der Spaltproduktaktivität von Filtern über längere Meßzeiten: a) Produkte vom 19. 5. 1953; b) vom 12. 8. 1953.

Auch diese Ergebnisse bestätigen, daß die Näherung $1/t$ für nicht zu lange Zeiten ausreichend ist. Man kann ihre Brauchbarkeit genauer abschätzen. Normiert man auf eine Aktivität von 100 cpm zu einem Zeitpunkt von 20 d nach der Entstehung — eine dem Durchschnitt der hier für die Zeitbestimmungen benutzten Filteraktivitäten entsprechende

Annahme —, so bleibt der Fehler der Näherung $1/t$ innerhalb der durch die Meßgenauigkeit gegebenen Grenzen $\pm 1d$, sofern spätestens 10 d nach der Entstehung Spaltprodukte des betreffenden Ereignisses aufgefangen werden. Mit größeren zeitlichen Abständen nimmt die Abweichung allmählich zu. Hat man z. B. erst nach mehr als 20 d Meßmöglichkeiten, so beträgt sie bereits etwas über 2 d. Dieser aus den oben angegebenen Annahmen abgeleiteten Fehlerabschätzung entsprachen Fälle in den Messungen, bei denen 20 bis 25 d nach Entstehung der Spaltprodukte verflossen waren, bevor sie in der Atmosphäre bei Heidelberg auftraten, und wo das Datum der Explosion durch Veröffentlichungen bekannt war. Tatsächlich lag der mit der $1/t$ -Näherung bestimmte Zeitpunkt 2 bis 3 Tage später als das veröffentlichte Explosionsdatum. In solchen Fällen ist es also erforderlich, die Abweichung des Exponenten von 1 zu berücksichtigen.

Aus der Gesamtheit der Ergebnisse ist zu entnehmen, daß die Atombombenversuche bereits zu einer dauernden Verseuchung der atmosphärischen Luft mit radioaktiven Spaltprodukten geführt haben selbst in Gebieten, die weit entfernt von den Versuchsplätzen liegen. Die von den Spaltprodukten herrührenden Aktivitäten sind in Mitteleuropa zwar verglichen mit den natürlichen Aktivitäten z. Z. noch klein. Doch machen sich einzelne Explosionen manchmal über Monate hinweg bemerkbar, und das Untergrundniveau zeigt steigende Tendenz. Außerdem darf man nicht außer acht lassen, daß die Aktivität allein kein allgemeingültiges Maß für die möglichen biologischen Schädigungen bildet. Ein Gefahrenmoment ist die relativ lange Lebensdauer der künstlichen Produkte, insbesondere wenn sie in den Körper gelangen und dort abgelagert werden. So gibt der derzeitige Zustand noch keinen Anlaß zur Besorgnis, doch besteht bei weiterer Steigerung der Versuchstätigkeit mit Atomwaffen die Gefahr, daß die Verseuchung die Toleranzgrößen überschreitet, und auf jeden Fall die Notwendigkeit, die von den Versuchen herrührende Aktivität genau zu überwachen. Das Filterverfahren bietet dazu eine ausgezeichnete Möglichkeit, weil es gerade hinsichtlich langlebiger Stoffe besondere Vorzüge aufweist.

Anwendungen der Messung von Spaltproduktaktivitäten auf die Meteorologie liegen nahe. Wenn man sie als Methode mit radioaktiven Indikatoren betrachtet, bei der bestimmte Luftmassen mit aktiven Teilchen leicht erkennbarer Herkunft markiert werden, deren Bewegung man verfolgt, kann man Aufschluß über die Bewegung der betreffenden Luftmasse erhalten. Auf diese Weise könnte man Berechnungen, wie sie HERBST, NEUWIRTH und

PHILIPP [5] auf Grund sehr mangelhaften Beobachtungsmaterials vorgenommen haben, wesentlich besser fundieren. Auch ließen sich Anhaltspunkte für den Grad der Durchmischung der Atmosphäre gewinnen, wenn man die Konzentration der Produkte bestimmter Herkunft als Funktion von Raum und Zeit betrachtet. Man könnte sicher wertvolle Ergebnisse erzielen, allerdings wäre wie bei allen meteorologischen Problemen, die großräumige Erscheinungen betreffen, internationale Zusammenarbeit eine wesentliche Voraussetzung.

Herrn Prof. HAXEL danke ich für sein förderndes Interesse, Herrn Dipl. Berging, GRIMMIG für die Möglichkeit der Durchführung der Messungen während meiner Zugehörigkeit zur Firma Grimmig Heidelberg, den Herren Prof. KIENLE und Prof. BOHRMANN sowie Dr. SCHUHMACHER für Unterstützung bei der Vornahme der Messungen auf der Sternwarte Königstuhl und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Mitteln und Gerät.

Zusammenfassung

Die von Atombombenversuchen herrührende Spaltproduktaktivität wurde auf dem Königstuhl bei Heidelberg mit der Filtermethode seit März 1955 untersucht. Die Messung der Filteraktivität erfolgte mit zylindrischen β -Zählern. Ihr Abfall ist proportional $t^{-(1+\alpha)}$, wo α von der Größenordnung 0,1 ist und anfangs so nahe t^{-1} , daß der Explosionszeitpunkt durch Extrapolation der reziproken Aktivität als Funktion der Zeit bestimmt werden kann. Die Maximalbeträge der Konzentration lagen bei einigen Prozent der natürlichen Aktivität. Die Spaltproduktaktivität ist während der ganzen Beobachtungszeit nicht verschwunden, sondern war mit der Apparatur, deren Genauigkeit maximal 10^{-14} Curie/m³ betrug, jederzeit nachweisbar.

Literatur. [1] HAXEL, O.: Z. angew. Phys. 5, 241 (1953). — [2] SCHUMANN, G.: Arch. Met. Geophys. Bioklimatol. (A) 9, 204 (1956). — [3] SITTKUS, A.: Naturw. 42, 478 (1955). — [4] PHILIPP, K., u. W. HERBST: Naturw. 40, 54 (1953). — [5] HERBST, W., K. NEUWIRTH und K. PHILIPP: Naturw. 41, 152 (1954). — [6] HUNTER, H. F. und N. E. BALLOU: Nucleonics 9, No. 5, C-2, (1951). — [7] WAY, K. und E. P. WIGNER: Phys. Rev. 73, 1318 (1948). — [8] GARRIGUE, H., C. R. Acad. Sci. Paris 237, 802 (1953) und mehrere andere Veröffentlichungen am gleichen Ort. — [9] HAXEL, O. und G. SCHUMANN: Naturw. 40, 458 (1953). — [10] ABBIBAT, M., J. POU-RADIER und A. M. VENET: C. R. Acad. Sci. Paris 240, 2310 (1955). — [11] HOLTER, N. J. und W. R. GLASSCOCK: Nucleonics 10, No. 8, p. 10 (1952). — [12] EISENBUD, M. und J. H. HARLEY: Science 117, 141 (1953); 121, 677 (1955).

Dr. G. SCHUMANN
Zweites Physikalisches Institut
der Universität Heidelberg

Experimentelle Untersuchungen an Wellenlängen-Linsen

Von GISWALD VON TRENTINI

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 19. Februar 1956)

Einleitung

Zur Bündelung der Mikrowellen hat man verschiedene Anordnungen verwendet, welche aus verlustarmen dielektrischen Material aufgebaut sind.

Bisher haben zwei Gruppen praktische Bedeutung erlangt: die elektromagnetischen Linsen und die Stielstrahler. Die konvex geformte Linse kann als Nachbildung optischer Systeme angesehen werden

besitzt einen Durchmesser, der groß gegenüber Wellenlänge ist [1]. Der Stielstrahler besteht aus einem langen Isolierstoffstab, dessen Durchmesser kleiner als eine halbe Wellenlänge ist und zum Ende hin noch kontinuierlich abnimmt [2].

Nur wenige Veröffentlichungen geben Hinweise auf das Zwischengebiet, wo der Durchmesser etwa bis zwei Wellenlängen beträgt [5, 6]. Während ein dünner Stab ein großer Teil der Energie außen entlanggeführt wird, verläuft die Energie bei dicken Stangen hauptsächlich innerhalb. Dies hat zur Folge, daß die Dämpfung durch Absorption geringer ist und außerdem die Abstrahlung entlang des Stabes zurückgeht und die Endfläche für die Abstrahlung maßgebend ist [7]. Der Energiegewinn durch die dicke Stange nimmt nicht stetig mit der Stangenlänge zu, sondern wechselt periodisch. Bei maximalen Längen und verlustarmen Isoliermaterialien ergeben sich jedoch Gewinne von der Größenordnung der Verluste, wie sie bei gleichlangen Stielstrahlern gemessen werden.

In der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, daß statt einer einheitlichen dicken Stange auch getrennte, hintereinander angeordnete dielektrische Scheiben geeignet gewählten Abständen verwendet werden können. Außer einer wesentlichen Materialeinsparung mit geringeren Absorptionsverlusten steigen dabei die Bündelung und der Gewinn. Da die verhältnismäßig kleinen Scheiben Durchmesser etwa von der Größe der Wellenlänge besitzen und die Abstrahlung auf eine Linsenwirkung zurückzuführen ist, wird die ursprüngliche von L. J. R. R. [5] für eine homogene dielektrische Stange allgemein geprägte Bezeichnung „Wellenlängen-Linse“ hier für Systeme mit senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung angeordneten Scheiben wie eingeführt.

Wirkungsweise und allgemeine Bemessung

In der Abb. 1 ist der grundsätzliche Aufbau einer Wellenlängen-Linse dargestellt. Vor einer Antenne (Trichter, Dipol mit Reflektor, usw.) sind in der Hauptstrahlrichtung gleichartige planparallele Isolierstoffscheiben angeordnet. Ihr Durchmesser ist D , ihre Dicke d und ihre Abstände von der Antenne jeweils l_n . Die Wirkungsweise beruht hauptsächlich auf der geringeren Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen in den dielektrischen Scheiben. Die zentralen Strahlen durchlaufen sämtliche Scheiben, die Randstrahlen durchlaufen einen Teil und die übrigen Strahlen verlaufen außerhalb. Wie in der Abbildung angedeutet ist, konvergieren sich dadurch die Phasenebenen, und der Mittelwert nähert sich am Ende der Serie einer ebenen Fläche. Der Strahlenverlauf ist also gekrümmt und bei geeigneter Wahl der Abmessungen und der Dielektrizitätskonstanten der Scheiben, sowie ihrer Abstände, kann eine gewisse Fokussierung erreicht werden. Dies hat eine Steigerung der in Richtung der Scheibenreihe abgestrahlten oder empfangenen Energie zur Folge.

Nach den bisher vorliegenden Meßresultaten lassen sich für die Eigenschaften und die Bemessung

der Wellenlängen-Linsen folgende allgemeine Richtlinien angeben.

Zur Vermeidung starker Reflexionen zwischen den parallelen Scheiben beträgt ihre Dicke vorzugsweise

$$d = \frac{\lambda'}{2} = \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}, \quad (1)$$

wenn λ' die Wellenlänge im verlustarmen Isoliermaterial mit der relativen Dielektrizitätskonstanten ϵ und λ die Luftwellenlänge ist. Die an den beiden Grenzflächen reflektierten Teilwellen sind dann in Gegenphase und kompensieren sich. Andere Dicken sind möglich, aber weniger wirksam.

Die Form ist unwesentlich und es können außerdem auch quadratische oder sogar rechteckige Scheiben verwendet werden. Ihre Abstände l_n hängen von der Größe, der Wellenlänge, der Dielektrizitätskonstanten und der anregenden Antenne ab. Die Bündelung des Hauptstrahls wird hauptsächlich

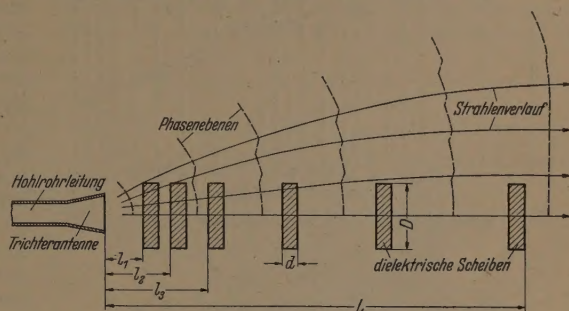


Abb. 1. Schnitt durch eine Wellenlängen-Linse und angenäherter Strahlenverlauf.

durch die Scheibenanordnung bestimmt und ist bei symmetrischem Aufbau in den verschiedenen Ebenen annähernd gleich. Die übrige Form der Strahlungscharakteristik, also die Lage und Größe der Nebenmaxima und der Rückstrahlung, und infolgedessen auch der Gewinn des gesamten Systems werden dagegen von der anregenden Antenne wesentlich beeinflusst, und eine Vorbündelung ist günstig.

Die Abstände zwischen den aufeinanderfolgenden Scheiben sind unterschiedlich. Während nahe der Antenne die Scheiben dicht nebeneinander stehen, sind die Abstände am entfernten Ende der Serie groß. In grober Annäherung steigt die Länge des Zwischenraums etwa exponentiell an. Die optimalen Positionen der ersten Scheiben in der Nähe der Antenne sind genau einzustellen, dagegen können die weiter entfernten Scheiben in einem ziemlich großen Bereich verschoben werden.

Mit zunehmender Zahl der Scheiben steigt die Bündelung des Hauptstrahls zuerst stark, dann schwächer an. Sie wächst ebenfalls mit dem Scheibendurchmesser D . Da aber gleichzeitig die Abstände l_n beträchtlich größer werden, sind Durchmesser von etwa $1-2\lambda$ günstig.

Einen ähnlichen Einfluß hat die Dielektrizitätskonstante. Der Phasenunterschied der durch eine große $\lambda/2$ dicke Scheibe gehenden ebenen Welle im Vergleich zur Raumwelle beträgt in Grad

$$\Delta\varphi = 180 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \right). \quad (2)$$

Kleine ε -Werte geben daher wenig Phasenunterschiede, und dicht gesetzte Scheiben sind nötig. Große ε -Werte geben starke Phasenunterschiede und erfordern weit auseinander stehende Scheiben. Bei zu großer Dielektrizitätskonstante erfolgen die Phasenänderungen in zu großen Sprüngen ($\Delta\varphi \rightarrow 180^\circ$) und eine einheitliche Bündelung der Strahlung ist nicht mehr möglich.

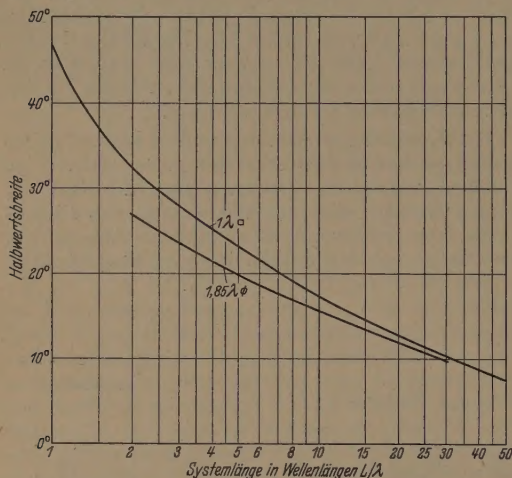


Abb. 2. Bündelung von hintereinander angeordneten Trolitulscheiben.

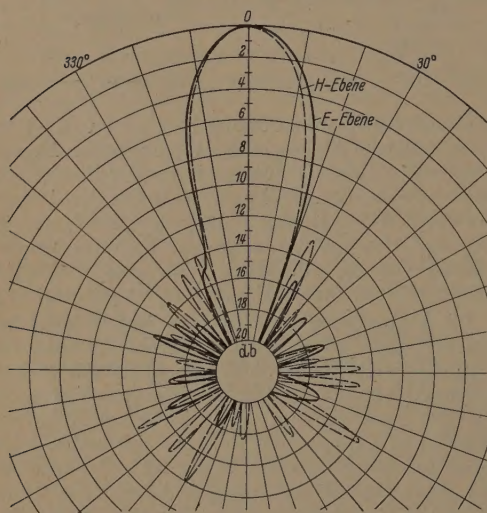


Abb. 3. Strahlungscharakteristik eines λ -Trichters mit sechs λ -Trolitulscheiben.

Versuchsanordnungen und Ergebnisse mit dielektrischen Scheiben

Bei den hier untersuchten Anordnungen dienen drei verschiedene Formen als Antennen: das Ende einer rechteckigen Hohlrohrleitung ($2,29 \times 1,02 \text{ cm}^2$ Öffnungsfläche), ein $0,7\lambda$ -Trichter ($2,29 \times 2,1 \text{ cm}^2$ Öffnungsfläche) und ein λ -Trichter ($3,2 \times 3,3 \text{ cm}^2$ Öffnungsfläche). Die planparallelen Scheiben bestehen aus etwa $0,93 \text{ cm}$ dicken Trolitul bzw. $0,6 \text{ cm}$ dickem Glas. Da die verwendete Wellenlänge $\lambda = 3,25 \text{ cm}$ ist, ist mit $\varepsilon = 2,5 - 2,6$ bzw. $\varepsilon \approx 7$ angenähert die Gl. (1) erfüllt. Die Scheiben haben einen kreis-

förmigen oder quadratischen Querschnitt und ihre Halterung geschieht auf verschiedene Weise. Entweder ist jede Scheibe an einer zugehörigen dünnen Plexiglas-Stange befestigt, die getrennt verschoben werden kann und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Welle steht, oder ein bis zwei Führungsleisten aus Plexiglas oder Trolitul-Schaumstoff, die in Ausbreitungsrichtung angeordnet sind, dienen als gemeinsame Stützen für alle Scheiben. Die grundsätzliche Wirkung wird durch die Halterung nicht geändert, jedoch ist ein gewisser Einfluß bemerkbar.

Die Ergebnisse sind in der Abb. 2 zusammengefaßt, wo die Halbwertsbreite des Hauptstrahls als Funktion der gesamten Systemlänge in Wellenlängen angegeben ist. Die obere Kurve bezieht sich auf quadratische Trolitulscheiben mit λ Seitenlängen bzw. angenähert auch auf runde Trolitulscheiben mit $1,15\lambda$ Durchmesser. Die untere Kurve gilt für runde Trolitulscheiben mit $1,85\lambda$ Durchmesser. Das größte Nebenmaximum beträgt bei den kleinen Scheiben etwa -13 db und bei den großen etwa -11 db . Da die Abstände bei den kleinen Scheiben geringer sind, ist ihre Anzahl bei gleicher gesamter Länge des Systems wesentlich größer. Die anregende Antenne ist dabei der $0,7\lambda$ -Trichter, und die Messungen sind alle in der H-Ebene ausgeführt. Die Halbwertsbreiten in der E-Ebene sind ganz ähnlich. Vergleicht man dieses Ergebnis mit den von Stielstrahlern gleicher Längen erhaltenen Halbwertsbreiten, dann ist die Bündelung der Wellenlängen-Linsen bei wenigen λ Längen wesentlich stärker. Dagegen wird bei großen Längen der Unterschied geringer.

Den Einfluß der anregenden Antenne zeigt beispielsweise die Messung von 6 quadratischen Trolitulscheiben mit λ Seitenlängen. Die Halbwertsbreite wird kaum beeinflusst, und die Hohlleitungsöffnung gibt zusammen mit den Scheiben sogar die größte Bündelung. Jedoch sind die Nebenmaxima dabei groß ($-9,5 \text{ db}$). Mit dem $0,7\lambda$ -Trichter werden die Nebenmaxima kleiner und der Gewinn steigt auf $17,1 \text{ db}$ (bezogen auf den Kugelstrahler). Diese Zunahme ist allerdings geringer als der Gewinnunterschied der anregenden Antennen allein. Noch besser werden die Ergebnisse mit dem λ -Trichter. In der Abb. 3 ist die Strahlungscharakteristik eines solchen Systems mit den Scheibenabständen $l_1 = 0,7\lambda$, $l_2 = 2,8\lambda$, $l_3 = 5,5\lambda$, $l_4 = 9,4\lambda$, $l_5 = 13,5\lambda$, $l_6 = 19 \text{ cm}$, also einer gesamten Länge $L = 6\lambda$, in beiden Ebenen abgebildet. Die Halbwertsbreiten betragen 21° bzw. $19,5^\circ$, die größten Nebenmaxima $-15,5 \text{ db}$ und $-12,8 \text{ db}$, und der Gewinn ist 18 db .

Zum weiteren Vergleich sei auch das Ergebnis einer Anordnung von 4 runden Trolitulscheiben mit $1,85\lambda$ Durchmesser und ähnlicher gesamter Länge ($L = 7,15\lambda$) angegeben. Mit dem λ -Trichter und den Scheibenabständen $l_1 = 3,1\lambda$, $l_2 = 5,2\lambda$, $l_3 = 12\lambda$, $l_4 = 22,3 \text{ cm}$ sind die Halbwertsbreiten etwa $17,5^\circ$ und der Gewinn beträgt $19,2 \text{ db}$. Da der λ -Trichter allein $10 - 11 \text{ db}$ besitzt, verbessern die 4 Scheiben den Gewinn um mehr als 8 db . Die Nebenmaxima mit -11 db bzw. -12 db sind allerdings größer. Steigert man die Zahl der Scheiben beispielsweise auf 8, so erhält man bei einer gesamten Länge von $26,7\lambda$ eine Halbwertsbreite von etwa 11° und einen Gewinn von $22,3 \text{ db}$.

Die Halbwertsbreiten mit Glasscheiben ähnlicher Messungen sind noch etwas kleiner als die Werte der Abb. 2, jedoch steigt der Gewinn bei größerer Streifenzahl nicht entsprechend der Bündelung an. Nebenmaxima sind etwas größer als bei den Glasscheiben, und offenbar machen sich außer dem starken Phasenunterschied von $\Delta\varphi \simeq 112^\circ$ pro Streifen auch die höheren Verluste im Glas bemerkbar. Die erreichbaren Ergebnisse gibt beispielsweise eine kleine Anordnung aus zwei quadratischen Glasscheiben mit 5 cm Seitenlängen und 0,6 cm Dicke. Die Scheiben sind durch eine Plexiglasplatte in den Abständen $l_1 = 0,9$ und $l_2 = 2,9$ cm vor der Hohlraumöffnung gehalten. In den beiden Hauptmaxima betragen angenähert die Halbwertsbreiten die 10 db-Strahlbreiten 50° und die größten Nebenmaxima -12 db. Der Gewinn ist 15,3 db, bei nur 1,08 λ gesamter Länge ist die Wirkfläche der Antenne größer als die Fläche der Glasscheibe. Etwa die gleichen Werte ergeben sich bei dem Einsatz einer Antenne und einer Glasscheibe von 6 cm Seitenlänge. Fügt man eine zweite Glasscheibe hinzu, so steigt der Gewinn auf 16,6 db, die Halbwertsbreite fällt auf 22° . Die Abstände der Scheiben von der Hohlraumöffnung sind dabei $l_1 = 3,1$ und $l_2 = 7,6$ cm.

Streifengitter zur Phasenänderung

Wellenlängen-Linsen können statt mit Glasscheiben aus homogenem dielektrischen Material auch mit Scheiben aus künstlichem Dielektrikum aufgebaut sein. Dieses wird bei den elektromagnetischen Wellen verwendet und besteht aus gleichmäßig und feinverteilten Metallkörpern, deren Größe wesentlich kleiner als die Wellenlänge ist [8].

Da es sich aber hier um die Nachbildung dünner paralleler Scheiben handelt, ist es einfacher, ebene flächenhafte Metallstrukturen zu verwenden, welche die Grenzflächen ersetzen und kapazitive Widerstände besitzen. Ganz ähnlich wie bei der elektrischen Scheibe ist der Abstand d beider senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung angeordneten Platten so zu wählen, daß die reflektierten Teilchen sich kompensieren. Für beschaltete Drahtstrahlen ist dies bereits berechnet und in guter Übereinstimmung mit der Messung gefunden worden [10]. Eine ähnliche Rechnung ergibt für ein Gitterpaar, das aus senkrecht zum elektrischen Vektor angeordneten Metallstreifen besteht, den optimalen Abstand

$$d = \frac{\lambda}{360} \arctg \left(\frac{\lambda}{2(w+s) \cdot \ln \left[\frac{2(w+s)}{\pi \cdot s} + 0,5 \left(\frac{w+s}{\lambda} \right)^2 \right]} \right), \quad (3)$$

in w die Breite der dünnen Streifen, s ihr Luftzwischenraum und λ die Wellenlänge ist. Dabei ist die Feldreaktanz der Wert für eine unendlich ausgedehnte Gitterfläche und eine senkrecht auftretende ebene Welle eingesetzt [11]. Hinzu kommt, daß bei kleinerem Abstand d durch gegenseitige Beeinflussung die Gitterkapazität etwas verändert wird. Daher ist diese Gleichung hier nur angenähert gültig.

Der durch das auf maximalen Energiedurchgang eingestellte Paar hervorgerufene Phasenunterschied beträgt in Grad

$$\Delta\varphi = 180 \left(1 - \frac{4d}{\lambda} \right), \quad (4)$$

und der Anordnung kann eine scheinbare Dielektrizitätskonstante zugeordnet werden

$$\epsilon' = \left(\frac{\lambda}{2d} - 1 \right)^2. \quad (5)$$

Wenn man von gewissen Beugungseffekten der Metallstruktur absieht, müssen sich solche Gitterpaare ebenso verhalten wie entsprechende Isolierstoff-scheiben, jedoch mit dem Vorteil, daß sie sehr geringe Verluste durch Absorption besitzen und auch bei längeren Wellen verwendbar sind.

Meßergebnisse mit Gitter

Die verwendete Versuchsanordnung ist in der Abb. 4 dargestellt. Die Streifengitter sind aus Messingblechstreifen von 0,02 cm Dicke und 4,8 cm Länge hergestellt. Die Zahl der Streifen ist so gewählt, daß die

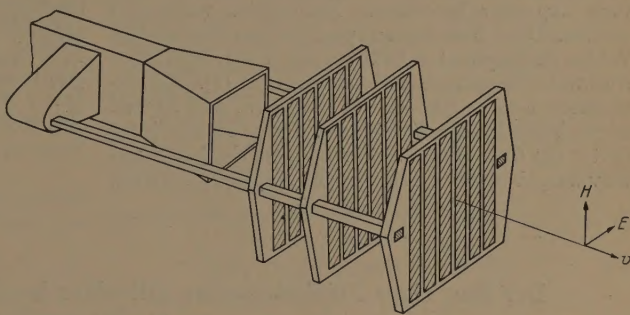


Abb. 4. Versuchsanordnung einer Wellenlängen-Linse aus kapazitiven Streifengittern.

Gitter eine nahezu quadratische Form mit $1,5 \lambda$ Seitenlängen besitzen. Als Träger, auf den die Streifen aufgeleimt sind, dienen 0,5 cm dicke Platten aus Tritulit-Schaumstoff ($\epsilon \simeq 1,05$), die selbst nur sehr wenig Einfluß haben. Durch die Streifenbreite w und den Luftzwischenraum s kann die scheinbare Dielektrizitätskonstante der Paare in weiten Grenzen variiert werden.

Soll mit wenigen Gittern eine maximale Bündelung erreicht werden, dann muß ganz ähnlich wie bei den Glasscheiben die Phasenänderung groß sein. Für ein Paar Streifengittern mit $w = 0,9$ cm und $s = 0,15$ ergibt sich nach Gl. (3) $d = 0,394$ cm, was auch mit dem gemessenen Wert von 0,38 cm gut übereinstimmt. Aus den Gleichungen (4) und (5) berechnen sich weiter die Größen: $\Delta\varphi = 92,7^\circ$ und $\epsilon' = 9,7$. Bei einem Abstand $l_1 = 3,7$ cm des 1. Gitters vom λ -Trichter sind die gemessenen Halbwertsbreiten 28° (H-Ebene) bzw. $24,5^\circ$ (E-Ebene), und der Gewinn erreicht 15,7 db. Zwei Paare geben einen entsprechend größeren Gewinn, dagegen sind die Phasensprünge mehrerer Paare offenbar schon zu groß und die Streifenbreiten müssen dafür verkleinert werden.

Um die Zahl der Träger einzuschränken und die Einstellung zu vereinfachen, ist es günstig, Paare zu verwenden, deren optimaler Abstand etwa gleich der Dicke der Schaumstoffplatte ist. Dann können die Streifen zu beiden Seiten der Platte befestigt werden,

und jedes Paar bildet eine feste Einheit. Die Rechnung ergibt für $w = 0,6$ cm und $s = 0,15$ cm einen Abstand $d = 0,558$ cm, und damit ist $\Delta\varphi = 56,2^\circ$ bzw. $\varepsilon' = 3,64$. Drei solche Paare mit $d = 0,52$ cm und den Abständen $l_1 = 2,2$; $l_2 = 4,8$; $l_3 = 17,2$ cm ($L = 5,5\lambda$) vom λ -Trichter besitzen eine Halbwertsbreite von 18° , größte Nebenmaxima von -12 db und einen Gewinn von $17,8$ db. Mit einem weiteren Paar und einer gesamten Länge $L = 8,5\lambda$ steigt der Gewinn auf $18,5$ db. Diese Ergebnisse stimmen gut mit den bei Trolitulscheiben von $1,5\lambda$ Seitenlängen zu erwartenden Werten überein.

Außer mit Streifengitter können Wellenlängen-Linsen auch mit anderen Gitteranordnungen aufgebaut sein. Wenn die Metallstreifen beispielsweise in quadratische oder besser runde Scheiben aufgeteilt werden, so ändern sich die Eigenschaften kaum. Ihr Feldwiderstand bleibt kapazitiv und mit Scheiben von etwa $\lambda/4 - \lambda/3$ Durchmessern ergibt sich eine gute Bündelung.

Bei UKW und Meterwellen, wo größere geschlossene Flächen wegen des Materialverbrauchs und der auftretenden Windkräfte ungeeignet sind, können auch kapazitiv beschaltete Drahtgitter verwendet werden. Diese bestehen aus parallel zum elektrischen Vektor ausgespannten Drähten mit in gleichmäßigen Abständen eingebauten Kondensatoren [9]. Modellversuche bei $\lambda = 3,25$ cm mit zwei bzw. drei Paaren zeigen befriedigende Ergebnisse. Dabei besteht jedes Gitter aus 6 parallelen Drähten, in welche je 4 kapazitiv ausgebildete Leitungstücke eingeschaltet sind.

Zusammenfassung

Hintereinander angeordnete dielektrische Scheiben bündeln elektromagnetische Wellen. Es werde die mit Mikrowellen experimentell ermittelten B messungsunterlagen angegeben und die Ergebnisse von verschiedenen „Wellenlängen-Linsen“ mitgeteilt. Ein kleiner Trichter und davor angeordnet parallele Trolitulscheiben mit einem Durchmesser von $1-2$ Wellenlängen sind als Richtantennen geeignet. Die Halbwertsbreite und der Gewinn steigen mit der Anzahl und dem Durchmesser der Scheiben. Auch der Ersatz jeder dielektrischen Scheibe durch ein Gitterpaar ist möglich, und Anordnungen mit kapazitiven Gittern aus Metallstreifen geben brauchbare Werte. Bei den bisher untersuchten Versuchsmo dellen sind die Nebenmaxima allerdings ziemlich groß und ihre Verkleinerung wäre für praktisch verwend bare Systeme noch wünschenswert.

Literatur. [1] BROWN, J.: Microwave Lenses, Methuen & Co. (1953). — [2] MUELLER, G. E. und W. A. TYRELI: Bell Syst. Tech. J. 16, 837 (1947). — [3] MALLACH, P.: FTZ, 2, 31 (1949). — [4] KIELY, D. G.: Dielectric Aerials, Methuen & Co (1953). — [5] WILKES, G.: Proc. I.R.E. 36, 206 (1948). — [6] HORTON, C. W. und C. M.: McKINNEY: J. Appl. Phys. 22, 1246 (1951). — [7] TRENTINI, G. v.: J. Appl. Phys. 24, 966 (1953). — [8] KOCK, W. E.: Bell Syst. Tech. J. 27, 58 (1948). — [9] TRENTINI, G. v.: Z. angew. Phys. 5, 221 (1953). — [10] FRANZ, W.: Z. angew. Phys. 6, 449 (1954). — [11] MARCUVITZ, N.: Waveguide Handbook, MIT Rad. Lab. Series, Vol. 10, McGraw-Hill (1951).

Dipl. Phys. GISWALD VON TRENTINI
2984 Arenales, Florida FCNGMB
Prov. Buenos Aires, Argentinien.

Der Bau einer Flächenantenne mit einer kegelförmigen Richtcharakteristik

Von W. GÜTH

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. Januar 1956)

Der Koinzidenzeffekt

Zum besseren Verständnis der Arbeitsweise der im folgenden beschriebenen Flächenantenne sei zunächst ein Begriff erläutert, der aus der Akustik entlehnt, den Namen Koinzidenzeffekt trägt.

Erzeugt man in einem (rechteckigen) Hohlleiter eine fortschreitende Welle, macht aber die eine der

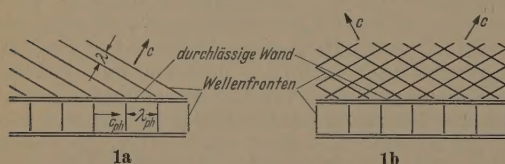


Abb. 1a. Abstrahlung einer Welle in einer Richtung angeregt durch eine fortschreitende Welle in einem Hohlleiter bzw. Kreissektor.

Abb. 1b. Abstrahlung in zwei Richtungen angeregt durch eine stehende Welle.

beiden schmalen Wände für diese Welle ein wenig durchlässig, so strahlt der Hohlleiter nach außen eine Welle ab unter der Bedingung, daß die Phasengeschwindigkeit c_{ph} der im Innern laufenden Welle größer ist, als die Lichtgeschwindigkeit c im Außenraum.

Der Veranschaulichung dieses Tatbestandes dient die Abb. 1a. In der Richtung der Hohlleiterachse

läuft im Innern die Welle mit der Phasengeschwindigkeit c_{ph} und der Wellenlänge λ_{ph} . Nach außen wird die Welle mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ abgestrahlt. Aus der Figur geht hervor, daß der Winkel ϑ_0 , um den die Wellenfronten gegen die Hohlleiterachse geneigt sind, der Bedingung

$$\sin \vartheta_0 = \frac{\lambda}{\lambda_{ph}} = \frac{c}{c_{ph}} \quad (1)$$

entsprechen muß.

Je größer die Phasengeschwindigkeit c_{ph} gegenüber der Geschwindigkeit c ist, desto spitzer wird der Winkel ϑ_0 . Für $c > c_{ph}$ ist keine Abstrahlung einer Welle in den Außenraum möglich, es können sich nur inhomogene Wellen ausbilden. Da nun die Phasengeschwindigkeit in einem Hohlleiter von dessen Breite abhängt, kann man durch deren Änderung den Winkel ϑ_0 ändern, also die Richtkeule der abgestrahlten Welle schwenken.

Der Flächenantenne liegt das gleiche Prinzip wie dem Hohlleiter mit der halbdurchlässigen Wand zugrunde. In der Mitte eines flachen, runden Kastens, dessen untere Begrenzungswand eine Metallplatte, die obere eine für elektromagnetische Wellen teilweise durchlässige Platte (etwa eine dünn versilberte Glasplatte oder eine perforierte Metallplatte) ist, und

sen reifenförmige Seitenwand so beschaffen ist, daß auf sie zulaufende Wellen absorbiert, befindet sich eine kleine Dipolantenne. Sie erzeugt in diesem Flachraum eine vom Mittelpunkt nach außen laufende fortschreitende, radialsymmetrische Welle, am Rande absorbiert wird. Wieder wird, wie im Falle des Hohlleiters ein Teil dieser Welle durch die durchlässige Wand abgestrahlt.

Denkt man sich den ganzen Flachraum zerlegt in schmale Kreissektoren, so strahlt jeder dieser Sektoren, wie zuvor der Hohlleiter in der durch die Gl. (1) gegebenen Richtung nach außen, oben. Wenn man die Wellenfelder dieser Einzelsektoren zusammensetzt, so entsteht ein Wellenfeld, dessen Poyntingvektor von der Antenne fortweisend in dem Mantel des Kegels liegt, dessen Spitze mit dem Mittelpunkt der strahlenden Fläche zusammenfällt, und dessen Öffnungswinkel der Winkel ϑ_0 der Gl. (1) ist. Bei rührt die an einem Punkte des Kegels ausgesandene Strahlung nur von einem solchen Kreissektor her, dessen Längsrichtung in der Ebene liegt, sich durch die Kegellachse und den betreffenden Punkt legen läßt. Die von den Flächenbereichen auf beiden Seiten davon ausgehende Strahlung löscht in dieser Richtung durch Interferenz aus, ähnlich, wie sich auch alle Wellen auslöschen, die von dem gegenüberliegenden Sektor ausgehen, aber nicht der Koinkidenzbedingung Gl. (1) genügen.

Natürlich kann man auch hier durch eine Änderung der Tiefe des Flachraums den Öffnungswinkel des Strahlungskegels verändern. Diese Betrachtungen qualitativer Art sollen nun durch eine etwas exaktere Beschreibung ersetzt werden.

Man kann für die Abstrahlung der Welle durch die Flächenantenne einen Wechselstrom verantwortlich machen, der in der strahlenden Fläche fließt.

Das elektrodynamische Potential eines elektromagnetischen Feldes, das durch einen solchen Strom erzeugt wird, ist

$$\mathfrak{A} = \frac{e^{-i\omega t}}{4\pi} \int \frac{j}{a} e^{ik a} df.$$

ist \mathfrak{A} das elektrodynamische Potential, ω die Kreisfrequenz des Wechselstromes, F die Fläche, in der der Strom der Dichte j fließt, a der Abstand des Flächenelementes df zu einem Punkte P , an dem das elektromagnetische Feld berechnet werden soll, und k die Wellenzahl. Die geometrischen Zusammenhänge sind noch einmal durch die Abb. 2 illustriert.

Da die Richtcharakteristik der Antenne radial-symmetrisch sein soll, wird das obige Integral auf Polarkoordinaten ϱ, φ umgeschrieben. Dabei sei die durchflossene Schicht zunächst die ganze Halbebene. Die Zeitabhängigkeit wird fortgelassen:

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{4\pi} \oint \int \frac{j(\varrho, \varphi)}{a} e^{ik a} \varrho d\varrho d\varphi.$$

In Abb. 2 wird

$$a = \sqrt{r^2 + \varrho^2 - 2r\varrho \cos(\varphi - \alpha)} \sin \vartheta,$$

da für $r \gg \varrho$

$$a = r - \varrho \sin \vartheta \cos(\varphi - \alpha)$$

f. angew. Physik. Bd. 8.

ist, wird das elektrodynamische Potential

$$\mathfrak{A} = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \oint_0^\infty \left(1 + \frac{e}{r} \sin \vartheta \cos(\varphi - \alpha) e^{-ik\varrho \sin \vartheta \cos(\varphi - \alpha)} \right) j(\varrho, \varphi) \varrho d\varrho d\varphi.$$

Berücksichtigt man wieder mit der Bedingung $r \gg \varrho$ nur den ersten Summanden unter dem Integral, so erhält man

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{A} &= \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \oint_0^\infty j(\varrho, \varphi) \varrho e^{-ik'\varrho \cos(\varphi - \alpha)} d\varrho d\varphi, \\ &= \frac{e^{ikr}}{2r} \int j(\varrho, \varphi) \varrho I_0(k'\varrho) d\varrho \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

mit $k' = k \sin \vartheta$. I_0 ist die BESSELFunktion nullter Ordnung.

Es soll nur eine radialsymmetrische Stromverteilung angenommen werden, so daß $j(\varrho, \varphi) = j(\varrho)$ wird.

Aus Gl. (2) sieht man, daß die Stromverteilung $j(\varrho)$ als eine Art Spektralfunktion zum elektrodynamischen Potential aufzufassen ist; denn das Integral Gl. (2) ist die FOURIER-Darstellung von $\mathfrak{A}(k')$ in den BESSELFunktionen $I_0(k'\varrho)$. Für ein solches FOURIER-Integral gilt der Umkehrsatz:

$$\mathfrak{A}(k') = \frac{e^{ikr}}{2r} \int_0^\infty j(\varrho) \varrho I_0(k'\varrho) d\varrho, \quad (3)$$

$$j(\varrho) = 2r e^{-ikr} \int_0^\infty \mathfrak{A}(k') k' I_0(k'\varrho) dk'. \quad (4)$$

Diese beiden Formeln Gl. (3) und (4) gestatten also, aus einer gegebenen Stromverteilung $j(\varrho)$ die Richtcharakteristik $\mathfrak{A}(k') = \mathfrak{A}(k \sin \vartheta)$ und andererseits zu einer gewünschten Richtcharakteristik die dazu erforderliche Stromverteilung zu berechnen.

Für die in Wirklichkeit vorkommenden Flächenstrahler endlicher Abmessungen ist jedoch im allgemeinen das Integral Gl. (3) schwer auszuwerten, weil man die Halbebene aufteilen muß in den strahlenden Bereich, eben die Antennenfläche selber, und den nichtstrahlenden, ihre ganze Umgebung. Aus dem Integral Gl. (3) wird damit ein solches mit endlicher Integrationsgrenze. Die Schwierigkeit läßt sich jedoch dadurch umgehen, daß man die Stromverteilung auf der strahlenden Fläche so wählt, daß die Stromdichte j mit wachsendem ϱ so stark abklingt, daß sie am Rande der Fläche praktisch nichts mehr zur Abstrahlung beiträgt. Man kann dann die Integrationsgrenze ohne einen wesentlichen Fehler zu begehen wieder ins Unendliche verlegen.

Mit der Annahme, daß die Richtcharakteristik sehr scharf ausgeprägt ist, d. h. daß $k' = k \sin \vartheta$ näherungsweise nur einen Wert $k' = k \sin \vartheta_0$ annimmt, wobei ϑ_0 wieder der halbe Öffnungswinkel des Strahlungskegels ist, kann man das Integral Gl. (4) im wesentlichen durch den Integranden er-

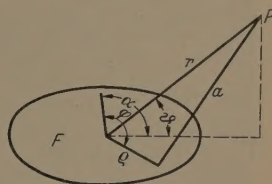


Abb. 2. Skizze zur Berechnung der Strahlungseigenschaften des Flächenstrahlers.

setzen und es ergibt sich:

$$j(\varrho) \sim I_0(k'_0 \varrho) = I_0(k'_0 \varrho). \quad (5)$$

Es muß somit die radialsymmetrische Stromverteilung $j(\varrho)$ einer BESSELFunktion nullter Ordnung entsprechen, und zwar muß die Wellenzahl k' der die Strahlung anregenden Welle gleich der der abgestrahlten Welle k'_0 sein, eine Notwendigkeit, die ja auch unmittelbar daraus folgt, daß die BESSELFunktionen nullter Ordnung ein Orthogonalsystem bilden, derart daß

$$\int_0^\infty I_0(K' \varrho) I_0(K'_0 \varrho) \varrho d\varrho = \delta(K'_0)$$

ist, worin $\delta(k')$ die DIRICHLETSche Deltafunktion bedeutet¹.

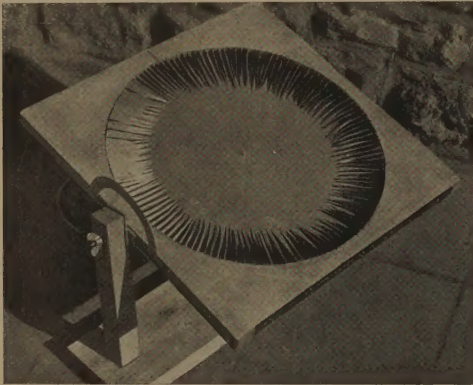


Abb. 3. Die Flachraumantenne (die obere Wand wurde abgenommen).

Der apparative Aufbau

Über die Antenne, den Flachraum mit der durchlässigen Wand wurde das Wesentliche bereits gesagt. Die Abb. 3 zeigt die Gesamtansicht des Gerätes. Der halbdurchlässige Deckel ist abgenommen. Man sieht die metallene Grundplatte unter einem Holzrahmen befestigt, in dem nach innen weisend die Absorptionskeile angebracht sind. Letztere bestehen aus Pappe, die mit Graphitpapier klebt wurde. In der Mitte der Metallplatte ist die kleine Stabantenne, das Ausgangsstück eines Klytrons zu sehen. Der Holzrahmen ist schwenkbar an zwei Säulen angebracht, so daß man die Richtcharakteristik in meridionaler Richtung durch Drehen des Flachraumes leicht ausmessen kann. Das ganze Gerät ist auf einem Drehtisch mit vertikaler Achse befestigt, damit auch die azimutale Richtcharakteristik ausgemessen werden kann. Der Durchmesser des Flachraumes beträgt etwa 50 cm, seine Höhe 2,2 cm.

Als halbdurchlässige Wand wurde zunächst eine Messingplatte verwendet, die mit regelmäßig angeordneten Löchern versehen war. Diese strahlten als einzelne kleine Antennen die Wellen nach außen ab. Eine solche regelmäßige Anordnung von Einzelantennen hat nun aber schon für sich eine Richtcharakteristik, die sich der durch den Koinzidenz-

effekt gegebenen überlagert, die gewünschte Richtcharakteristik also stört. Es sollte daher die Lochplatte durch eine kontinuierlich strahlende Fläche ersetzt werden. Um über die erforderlichen Eigenschaften dieser teilweise durchlässigen Wand Anschluß zu erhalten, wurde mit einem Vorversuch begonnen.

Von einem rechteckigen Hohlleiter von etwa 30 cm Länge wurde die eine der beiden schmalen Seitenwände entfernt und durch einen Glasstreifen ersetzt. An seinem einen Ende wurde der Hohlleiter durch ein Klystron angeregt, auf der andern Seite durch einen mit Absorptionskeilen besetzten Hohlraum verschlossen (was sich dann allerdings als überflüssig erwies, da praktisch die Welle wegen des Strahlungsverlustes gar nicht bis an die Keile gelangte). Auf diese Weise bildete sich im Hohlleiter eine fortschreitende Welle aus. Es wurde also das in Abb. 1 skizzierte Experiment gemacht, wobei die halbdurchlässige Schicht der Glasstreifen war.

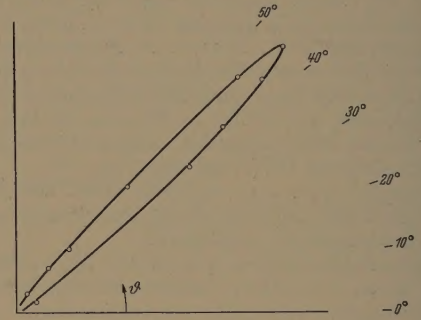


Abb. 4. Die meridionale Richtcharakteristik des Hohlleiters mit der durchlässigen Wand.

Da die elektrischen Feldlinien in der Ebene des Glasstreifens liegen, werden sie im Glas wegen dessen hoher Dielektrizitätskonstanten stark gebündelt, und dadurch fließt dort ein Verschiebungsstrom, der wiederum die Abstrahlung einer Welle nach außen bewirkt, so, wie es die Abb. 1a veranschaulicht. Andererseits wird an dem Glasstreifen der größte Teil der im Innern des Hohlleiters befindlichen Wellenenergie reflektiert, so daß die Hohlleiter eigenschaften weitgehend erhalten bleiben. Die Richtcharakteristik der so entstandenen Antenne ist in Abb. 4 gezeichnet. Es ist die in einem Abstand von 3 m von der Antenne gemessene Strahlungsintensität in Abhängigkeit von dem Winkel ϑ aufgetragen, den die Antennenachse mit der Verbindungslinie Antenne-Empfänger bildet. Man sieht, daß selbst mit dieser sehr primitiven Antenne eine gute Richtcharakteristik zu erzielen ist.

Bei der Flachraumantenne erwies sich die einfache Glasplatte als viel zu durchlässig für die Wellen. Das liegt daran, daß von der Dipolantenne in der Mitte des Flachraumes Feldlinien ausgehen, die im wesentlichen auf der Glasplatte senkrecht stehen, so daß sich das Dipolfeld fast ungestört nach außen ausbreitet, während zuvor, im Falle des Hohlleiters die elektrischen Feldlinien von vornherein parallel der Glasfläche lagen.

Um das Dipolfeld in das dem Flachraum eigentümliche Feld zu verwandeln, muß man dafür sorgen, daß die beiden Wände des Flachraumes einigermäßen

¹ Im Falle der fortschreitenden Wellen im Flachraum treten an die Stelle der BESSELFunktionen I_0 die entsprechenden HANKELFunktionen, was aber auf das Ergebnis keinen Einfluß hat.

nd sind. Zu diesem Zwecke wurde die Glasplatte Aluminiumpulver bestreut. Es zeigte sich dabei, wie erwartet, mit wachsender Dichte der Aluminiumteilchen die Richtcharakteristik der Flachraumantenne allmählich von der Dipolcharakteristik die gewünschte Kegelcharakteristik übergang.

Die Dichte der Metallbelegung ist von wesentlichem Einfluß auf die Strahlungseigenschaften der Antenne. Macht man sie zu gering, so wird die Strahlungswirkung schlecht, indem die Dipolcharakteristik sich der Kegelcharakteristik stark überlagert. Macht man die Dichte zu groß, so wird die Schicht durchdrückend, so daß die Antenne zu wenig abstrahlt. Man muß ausprobieren, welche Schichtdicke zweckmäßigsten ist.

Um eine haltbare und gleichmäßige Aluminiumbelegung auf der Glasplatte zu erhalten, wurde in der folgenden Weise verfahren:

Die Glasplatte wurde in ein großes, flaches Gefäß gegeben, das dann mit Benzol gefüllt wurde, in dem

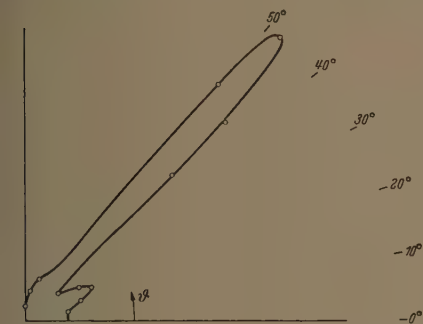


Abb. 5. Die meridionale Richtcharakteristik der Flachraumantenne.

gewisse Menge des Aluminiumpulvers aufgeschwemmt war, und in dem etwas Trolitul gelöst war. Das Benzol wurde verdampft, das Aluminiumpulver setzte sich auf der Glasplatte ab und wurde durch das Trolitul daran festgeklebt. So entstand auf der Glasplatte eine gleichmäßige Aluminiumschicht, die auch mechanischen Angriffen gegenüber standhaft war.

Die Abb. 5 und 6 zeigen die gemessenen Richtcharakteristiken, Abb. 5 die meridionale, Abb. 6 die azimutale. Bei der Ausmessung der ersten wurde der Winkel φ , der letzteren der Winkel $\vartheta = \vartheta_0$, bei dem die Strahlungsintensität ihr Maximum hatte, gehalten. Die Entfernung des Empfängers vom Sender betrug 5 m. Die Messungen wurden in dem physikalischen Institut des Institutes ausgeführt.

Diskussion

Wenn auch, wie die Abb. 5 und 6 zeigen, mit der Flachraumantenne eine recht brauchbare Richtcharakteristik erzielt wurde, so besteht doch ein großer Nachteil darin, daß ein Teil der vom Klystron gelieferten Energie in den Absorptionskeilen vernichtet wird. Wünschenswert wäre es, daß die gesamte Energie nach außen abgestrahlt würde, so daß nur ein geringer Teil an den Rand des Flachraumes verlorenginge. Da man aber aus dem schon genannten Grunde die Durchlässigkeit der Aluminiumschicht nicht größer machen kann, bleibt nur die Möglich-

keit, die strahlende Fläche zu vergrößern, wodurch natürlich auch die Richtwirkung verbessert würde. Das Gerät wäre jedoch dann für praktische Zwecke zu unhandlich.

Wesentlich günstiger wäre die Verwendung einer Wellenform im Flachraum, bei der die elektrischen Feldlinien von vornherein parallel zur strahlenden Fläche liegen, wie bei dem eben beschriebenen Versuch mit der Hohlleiterantenne. Dort konnte man die Durchlässigkeit des Glasstreifens so groß machen, daß alle im Hohlleiter vorhandene Energie auf einem Wege von 20 cm bereits abgestrahlt war und trotzdem eine gute Richtwirkung erzielt wurde.

Die Erzeugung einer radialsymmetrischen Welle, deren elektrische Feldlinien parallel zur strahlenden Fläche liegen, ist jedoch nicht einfach.

In vieler Hinsicht günstiger als ein Flachraum wäre ein Flachresonator zum Bau einer Antenne mit der Kegelcharakteristik geeignet.

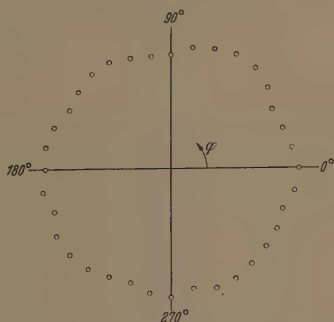


Abb. 6. Die azimutale Richtcharakteristik der Flachraumantenne.

Beim Flachresonator ist die absorbierende Seitenwand des Flachraums ersetzt durch eine metallische Wand, so daß die auf sie zulaufenden Wellen dort reflektiert werden und im Resonator eine radialsymmetrische stehende Welle sich ausbildet.

Denkt man sich den Flachresonator wieder in viele Sektoren zerlegt, so sieht man, daß ein einzelner Sektor, ähnlich wie ein Hohlleiter, in dessen Innerem eine stehende Welle angeregt wird, nach zwei Seiten strahlt (Abb. 1b). Die Strahlung eines Sektors in der Richtung ϑ_0 wird also verstärkt durch die Strahlung des ihm gegenüberliegenden Sektors. Somit trägt beim Flachresonator zur Strahlung in der Richtung ϑ_0 nicht mehr, wie beim Flachraum ein Einzelsektor, sondern ein Doppelsektor bei.

Der Vorteil des Flachresonators gegenüber dem Flachraum besteht demnach darin, daß keine Energie in den Absorptionskeilen nutzlos vernichtet wird. Außerdem wird wegen der größeren Strahlungsbasis die Richtwirkung wesentlich verbessert.

Leider ist die Erzeugung einer radialsymmetrischen Welle im Flachresonator sehr schwierig, weil man stets mit der symmetrischen gleichzeitig die unsymmetrischen Wellen anregt.

Auf eine weitere Schwierigkeit weist die Gl. 5 hin. Die Stromverteilung auf der strahlenden Fläche muß der Besselfunktion nullter Ordnung etwa entsprechen. Eine solche radialsymmetrische Wellenverteilung läßt sich jedoch nicht ohne weiteres herstellen.

Auf die Versuche, diese beiden Hindernisse zu umgehen, soll hier nicht eingegangen werden, weil zu ihnen bisher noch keine abschließenden Ergebnisse vorliegen. Es sollte nur auf die Möglichkeit, die hier beschriebene Antenne zu vervollkommen, hingewiesen werden.

Zusammenfassung

Es wird eine Antenne beschrieben, die im wesentlichen aus einem flachen, metallischen Kasten besteht, in dessen Innerem elektrische Wellen erzeugt werden, und dessen eine Wand für die Wellen ein wenig durchlässig ist, so daß diese zum Teil nach außen abgestrahlt werden. Die Laufrichtung der abgestrahlten Wellen hängt von der Phasengeschwindigkeit der im Innern des Kastens laufenden Wellen,

und diese wieder von der Kastenhöhe ab. Die hier beschriebene Antenne ist so konstruiert, daß ein Abstrahlung nur in den Richtungen erfolgen kann: die mit der Mittelsenkrechten der strahlenden Fläche einen bestimmten Winkel bilden.

Die Arbeit wurde ermöglicht und durchgeführt unter Contract No AF 61 (514)—799 Air Research and Development Command, European Office, Brüssel.

Herrn Prof. Dr. ERWIN MEYER, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, und mir ermöglichte sie in seinem Institut auszuführen, habe ich hierfür und für viele wertvolle Ratschläge zu danken.

Dr. W. GÜTH,

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen.

Breitbandiger Resonanzabsorber für elektromagnetische Zentimeterwellen

VON HANS JÜRGEN SCHMITT

Mit 13 Textabbildungen

(Eingegangen am 15. Januar 1956)

Einleitung

Bei dem Problem kurze elektromagnetische Wellen möglichst vollständig zu absorbieren besteht die Aufgabe meistens darin eine ebene Wand derart zu verkleiden, daß in einem möglichst großen Wellenlängenbereich eine Reflexion von Wellen an dieser Wand vermieden wird. Dieses Ziel kann — in völliger Analogie zu dem entsprechenden akustischen Problem — grundsätzlich auf zwei verschiedenen Wegen [1] gelöst werden:

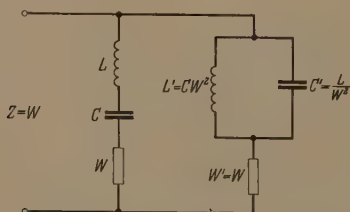


Abb. 1. Prinzipialschaltung zur Nachbildung eines reellen frequenzunabhängigen Widerstandes.

Die reflexionsfrei zu machende Wand kann mit einer im Vergleich zur Wellenlänge dicken Schicht aus absorbierendem Material bekleidet werden, so daß die einfallende Welle bis zum Auftreffen auf die Wand weitgehend ausgelöscht wird. Das Absorptionsmaterial wird zur Vermeidung der Reflexion keilförmig zugespitzt oder aus einzelnen Schichten so angeordnet, daß Brechungsexponent und Verlustwinkel zu der Wand hin stetig zunehmen [2], [3], [4].

Bei dem zweiten Verfahren wird die auf die Wand treffende Welle unter Ausnutzung von Resonanzeigenschaften einer Anordnung, deren Schichtdicke kleiner als die Wellenlänge ist absorbiert [5], [6], [7], [8].

Der Vorteil des ersten Verfahrens zur Absorption kurzer elektromagnetischer Wellen liegt darin, daß die Absorberanordnungen in einem breiten Wellenlängenbereich wirksam sind. Dagegen steht der praktischen Anwendung, vor allem bei bewegten Objek-

ten, häufig die große Schichtdicke und das Gewicht der Anordnungen entgegen. Bei dem zweiten Verfahren handelt es sich um verhältnismäßig flache und leichte Absorberanordnungen. Durch die Ausnutzung der frequenzabhängigen Eigenschaften eines Resonanzsystemes sind derartige Absorber jedoch nur in einem schmalen Wellenlängenbereich wirksam.

In diesem Zusammenhang interessiert die Frage inwieweit es gelingt, durch Zusammenschaltung mehrerer Resonanzkreise die normalerweise kleine wirksame Bandbreite von Resonanzabsorbern zu vergrößern. Bei dem analogen Problem der Absorption von Schallwellen gelang es mit einer Absorberanordnung aus einer Kombination von zwei mechanischen Resonanzkreisen eine wirksame Bandbreite von einer Oktave zu erreichen [9]. Die Ausführung eines analog aufgebauten Absorbers für elektromagnetische Wellen und sein Verhalten gegenüber ebenen, linear polarisierten elektromagnetischen Zentimeterwellen werden im folgenden Teil der Arbeit beschrieben.

1. Wirkungsweise und Ausführung des Absorbers

Wenn eine ebene elektromagnetische Welle aus dem freien Raum mit dem Wellenwiderstand $Z_0 = 377 \Omega$ senkrecht auf eine Grenzfläche charakterisiert durch den Eingangswiderstand Z fällt, ist der Reflexionsfaktor durch den Ausdruck

$$r = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (1)$$

gegeben. Die Aufgabe, elektromagnetische Wellen in einem großen Frequenzbereich reflexionsfrei zu absorbieren besteht also darin, in einer Grenzfläche von der meist metallischen Abschlußwand weitgehend frequenzunabhängig einen Verlustwiderstand von 377Ω nachzubilden. Entsprechend zu der Ausführung des Absorbers für Schallwellen [9] kann man zu diesem Zweck von einem Verfahren ausgehen, das ursprünglich aus der Niederfrequenztechnik her bekannt ist [10]: Eine Zusammenschaltung von zwei Resonanzkreisen kann einen reellen, frequenzunab-

gigen Widerstand W ergeben, wenn die Schalt-
ente bestimmte Beziehungen untereinander er-
n. Eine derartige Zusammenschaltung von einem
mpften Parallelresonanzkreis und einem Serien-
nanzkreis wie sie in Abb. 1 dargestellt ist, läßt
auch für elektromagnetische Zentimeterwellen
verteilten Schaltelementen angenähert realisieren.
So ist zum Beispiel der Eingangswiderstand einer
Ende kurzgeschlossenen Leitung der Länge z
eben durch

$$Z_K = Z_R \operatorname{tg} (\alpha + i\beta) z \quad (2)$$

Z_R = Wellenwiderstand der Leitung,

α = Dämpfungskonstante,

β = Ausbreitungskonstante.

einer ungedämpften Leitung ($\alpha = 0$) wird für
 $\lambda_R/4$ (λ_R = Leitungswellenlänge) der Eingangs-
erstand Z_K unendlich groß. Bei der Frequenz f
der Umgebung der dazu gehörigen Resonanz-
quenz f_0 erhält man für den Eingangsleitwert der
tung Y_K die Beziehung

$$Y_K = j \frac{\pi}{2 Z_R} \frac{f - f_0}{f_0} \quad (3)$$

n entspricht der Leitwert Y_P eines ungedämpften
allelresonanzkreises in der Umgebung seiner Re-
anzfrequenz

$$Y_P = j 2 \sqrt{\frac{C'}{L'}} \frac{f - f_0}{f_0} \quad (4)$$

Herstellung des Absorbers für elektromagnetische
len bietet diese Analogie die Möglichkeit, die zu
leidende metallische Abschlußwand als Schalt-
ent in die Absorberanordnung mit einzube-
en. Die in Abb. 1 geforderte Zusammenschal-
g eines Parallelresonanzkreises mit einem Serien-
nanzkreis ist automatisch erfüllt, wenn der Serien-
s in einer Ebene im Abstand $\lambda_{R0}/4$ vor der Metall-
d angebracht wird (λ_{R0} = Leitungswellenlänge
der Resonanzfrequenz). Zur Nachbildung des
mpfungswiderstandes W' in Abb. 1 könnte man
n denken, die kurzgeschlossene Leitung, in die-
Sinne also den Abstand des Serienresonanz-
ses von der Metallfläche mit einem verlustbe-
etzten Dielektrikum auszufüllen. Für den Eingangs-
erstand der verlustbehafteten Leitung erhält man
der Resonanzfrequenz

$$Z_K = Z_R \operatorname{ctg} \alpha z. \quad (5)$$

n entspräche, daß in der Ersatzschaltung W'
allel statt in Serie zu dem L' und C' gebildeten
onanzkreis liegen würde. Bei der Ausführung des
orbers ist daher der Verlustwiderstand W' zu-
erst vernachlässigt worden ($W' = \alpha = 0$), so daß
im günstigsten Fall nur noch die Blindkompo-
nen der beiden Resonanzsysteme kompensieren,
rend der Realteil des Eingangswiderstandes Z
n durch die Ausführung des Serienresonanz-
ses bestimmt wird.

Zur Frage der Nachbildung dieses Kreises mit den
altelementen der Mikrowellentechnik betrachten
den Eingangswiderstand Z_L einer am Ende offenen
ustfreien Leitung der Länge $\lambda_{R0}/4$ in der Umge-
g f der dazugehörigen Resonanzfrequenz f_0

$$Z_L = \frac{\pi}{2} j Z_R \frac{f - f_0}{f_0} \quad (6)$$

Dieser Ausdruck entspricht offensichtlich der ana-
logen Beziehung für den Widerstand Z_{S0} eines unge-
dämpften Serienresonanzkreises

$$Z_{S0} = 2 j \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{f - f_0}{f_0} \quad (7)$$

Das einseitig offene Leitungsstück als Ersatz für den
Serienresonanzkreis läßt sich durch einen einfachen
elektrischen Dipol realisieren.

Ein für unsere Zwecke geeignetes Absorberele-
ment besteht somit aus einem elektrischen Dipol, der
im Abstand $\lambda_{R0}/4$ vor dem kurzgeschlossenen Ende
einer Leitung, im einfachsten Fall, im freien Raum, in
einer Ebene $\lambda_0/4$ vor einer Metallfläche angebracht,
und mit seiner Längsachse parallel zum elektrischen
Feld der einfallenden Welle orientiert ist (λ_0 = Luft-
wellenlänge bei Resonanz). Bei einer regelmäßigen,
gitterförmigen Verteilung solcher Zellen aus je zwei
Resonanzkreisen über einer Fläche entsteht eine Ab-
sorberanordnung, deren Verhalten durch die Einzel-
elemente und deren Verteilung bestimmt wird. Zur
Absorption der einfallenden Energie werden die
elektrischen Dipole aus einem Widerstandsmaterial
hergestellt.

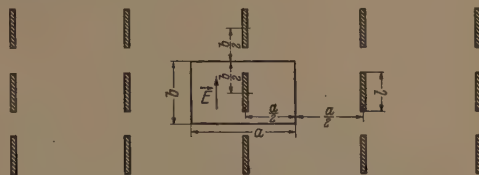


Abb. 2. Spiegelung eines in der Mitte der rechteckigen Hohlrohrleitung angebrachten Dipolelementes.

2. Experimentelle Untersuchung einzelner Absorberelemente

Meßmethode

Wegen der gegenüber Freifeldmessungen wesent-
lich einfacheren Versuchsbedingungen wurde zu-
nächst das Verhalten einzelner Absorberelemente in
einer 3 cm-Hohlleitermeßanordnung untersucht. Die
elektrischen Dipole wurden in Form von schmalen
Streifen aus einer sehr homogenen Widerstandsfolie
ausgeschnitten. Derartige Widerstandsfolien werden
durch Aufbringen einer Graphitschicht auf eine dünne
Kunststoff-Folie gewonnen [11], und waren mit
Flächenwiderständen über 40Ω verfügbar. An-
schließend wurden einzelne Dipolstreifen auf ein den
Querschnitt des Hohlleiters ausfüllendes Stück
Dielektrikum aufgeklebt und so angeordnet, daß sie
sich im Bauch der elektrischen Feldstärke

$$\frac{\lambda_R}{4} = \frac{\lambda}{4 \sqrt{\epsilon - \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2}} \quad (8)$$

(λ_g = Grenzwellenlänge im Hohlleiter)

vor dem kurzgeschlossenen Ende der Hohlleitung
befinden. Hierbei ist ϵ die Dielektrizitätskonstante
des Dielektrikums, mit dem die Leitung zwischen
dem metallischen Kurzschluß und den Dipolstreifen
ausgefüllt ist.

Das einzelne Dipolelement im Hohlleiter verhält
sich gegenüber der TE_{10} -Welle genau so, wie das
durch fortwährende Spiegelung an den Hohlleiter-
wänden entstehende unendlich ausgedehnte Gitter

(Abb. 2) im freien Raum gegenüber zwei schräg einfallenden Wellen [12]. Die beiden schräg einfallenden Wellen können durch eine einzige Welle ersetzt werden, wenn die Gitterkonstanten des Dipolgitters so klein sind, daß keine Beugungsordnungen auftreten

$$\left. \begin{aligned} b' &< \lambda_0 \\ a' &< \frac{\lambda_0}{1 + \sin \varphi} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

($\vec{E} \perp$ zur Einfallsebene, $\sin \varphi = \lambda/\lambda_0$).

Wenn nur ein Dipolelement in der Mitte des Hohlleiters angebracht ist, ist diese Bedingung nicht erfüllt. Wegen der speziellen Feldverteilung über dem Hohlleiterquerschnitt entspricht jedoch diese Anordnung einer Anordnung von zwei symmetrisch zu den Hohlleiterschmalseiten angebrachten Dipolen mit einem gegenseitigen Abstand $a' = a/2$. Zur Charakterisie-

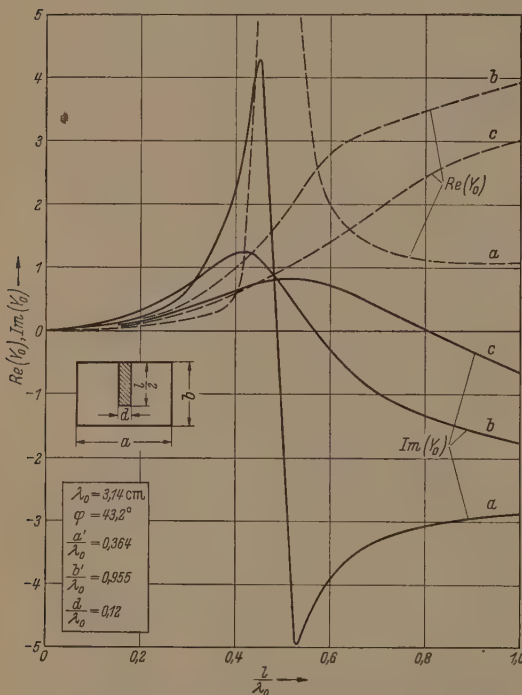


Abb. 3. Eingangsleitwert eines unendlich ausgedehnten regelmäßigen Dipolgitters gemessen im Hohlleiter mit TE_{10} -Wellen.

- a) Dipolstreifen aus Metallfolie; $R_F = 0,5 \Omega$,
 b) Dipolstreifen aus Kohle-Widerstandsmaterial $R_F = 50 \Omega$,
 c) Dipolstreifen aus Kohle-Widerstandsmaterial $R_F = 100 \Omega$.

rung der Dipolanordnungen sind die fiktiven Gitterkonstanten in den betreffenden Meßkurven angegeben.

Zur Messung des Eingangsleitwertes der Absorberelemente wurde das durch den Meßling verursachte Feld stehender Wellen längs der Leitung mit einer Meßleitung abgetastet. Aus der Welligkeit und der Verschiebung des Minimums gegenüber der Lage im Kurzschlußfall wurde der Eingangsleitwert der Absorberelemente nach Real- und Imaginärteil bestimmt. Als Sender diente eine impulsmodulierte Reflexklystron 723 A/B mit elektronisch stabilisiertem Netzgerät.

Meßergebnisse

Die ersten Meßergebnisse zeigen das Resonanzverhalten der Dipolelemente. Da im Hohlleiter eine direkte Messung der Wellenlängenabhängigkeit des Eingangsleitwertes wegen der Verkopplung von Einfallswinkel und Wellenlänge nicht möglich ist, wurde bei konstanter Wellenlänge ($\lambda_0 = 3,14$ cm) die Länge der Dipole verändert. In Abb. 3 ist der Imaginärteil und der Realteil des Eingangsleitwertes Y_0 (bezogen auf den reziproken Wellenwiderstand der Leitung von Dipolstreifen konstanter Breite aber verschiedenen Widerstandsmaterialien über dem Verhältnis l/λ_0 aufgetragen. Die Widerstandsstreifen waren dabei

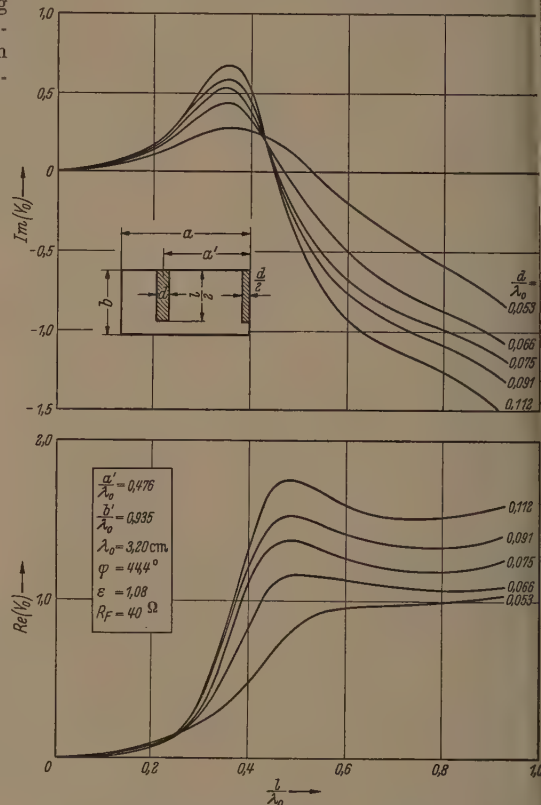


Abb. 4a. Eingangsleitwert eines unendlich ausgedehnten regelmäßigen Dipolgitters gemessen im Hohlleiter mit TE_{10} -Wellen.

auf Klötzchen aus Schaumtrotlit aufgeklebt. Der Verlauf der Kurven läßt erkennen, daß der Anstieg des Imaginärteiles in der Umgebung des Resonanzpunktes ($Im(Y_0) = 0$) und die dazugehörige Dipollänge (im folgenden mit Resonanzlänge bezeichnet) wesentlich von der Dämpfung der Dipole abhängen. Offensichtlich müssen stärker gedämpfte Dipolstreifen [Abb. 3, Kurven (b) und (c)] stets etwas länger als $\lambda_0/2$ gemacht werden, um einen reellen Eingangsleitwert zu erzielen. Der Realteil des Eingangsleitwertes zeigt bei diesen Resonanzelementen auch keine deutliche Resonanzüberhöhung mehr.

Zur Herstellung des breitbandigen Absorbers ist erforderlich, daß der Imaginärteil des Eingangsleitwertes in Abhängigkeit von der Wellenlänge in der Umgebung der Resonanzfrequenz den außerhalb der

onanz induktiven oder kapazitiven Widerstand nachfolgenden Leitungsstückes gerade kompensiert. Für den Realteil des Eingangsleitwertes wird beschrieben, daß er bei senkrechtem Einfall einer ebenen Welle in der Umgebung der Resonanzfrequenz möglichst frequenzunabhängig den Wert $Y) = 1/Z_0 = 1/377 \Omega^{-1}$ haben soll. Im Hohl-

länge l (Abb. 4a—c) für drei verschiedene Gitterkonstanten a' (quer zu den Dipolachsen) wieder, wobei gleichzeitig die Dipolbreite d variiert wurde. Der Realteil des Leitwertes der Dipolanordnungen wird erwartungsgemäß um so größer, je kleiner die Gitterkonstante der Dipolanordnungen gewählt wird, und um so größer die Breite der Dipolstreifen, je geringer

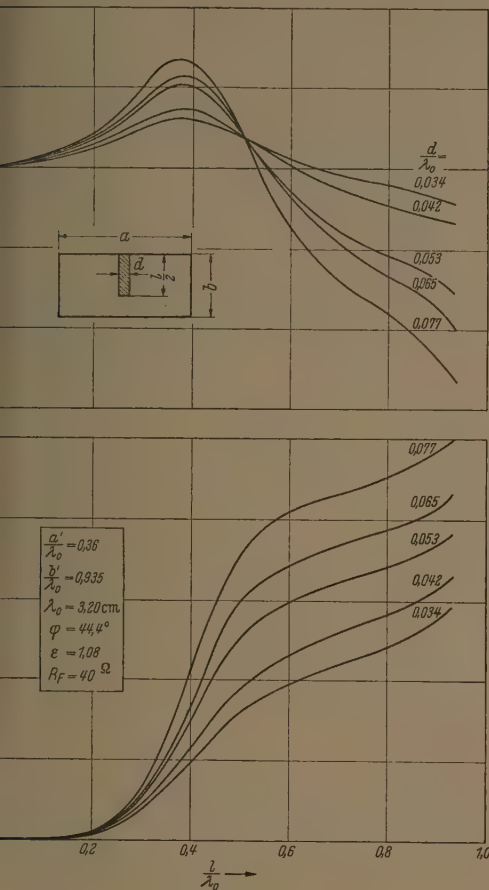


Abb. 4b.

er hängt der Wellenwiderstand Z_R noch von der Wellenlänge selbst ab

$$Z_R = \frac{\lambda_R}{\lambda} Z_0 = \frac{377}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2}} = \frac{377}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}} \quad (10)$$

zur breitbandigen Anpassung des Absorbers an die Leitung ist daher erforderlich, daß der Realteil des Eingangsleitwertes mit kleiner werdender Wellenlänge ansteigt. Diese beiden Bedingungen schließen die Herstellung der Dipolelemente aus einem gut leitendem Material (Metallfolien) und sehr schlecht leitendem Material (Kohleschichten mit $> 50 \Omega$) aus. Die folgenden Messungen sind dann an Dipolstreifen aus einer Kohle-Widerstandsschicht mit dem niedrigst verfügbaren Flächenwiderstand $R_F = 40 \Omega$ ausgeführt worden.

Die nächsten Meßkurven geben den Eingangsleitwert von Dipolanordnungen als Funktion der Dipol-

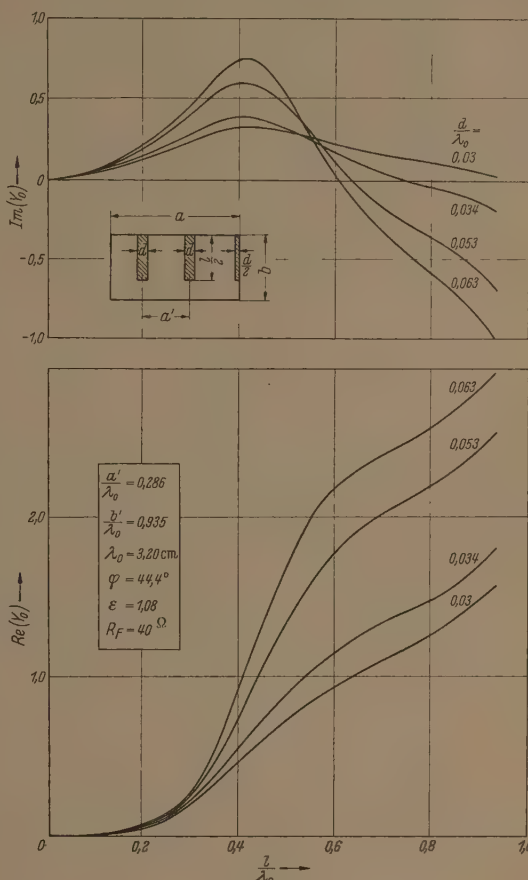


Abb. 4c.

also der eigene ohmsche Widerstand der Dipole ist. Bei der kleinsten Besetzungsdichte (Abb. 4a) tritt noch eine deutliche Resonanzüberhöhung für den Realteil des Leitwertes auf, die bei kleinerer Gitterkonstante a' verschwindet (Abb. 4b, c). Eine Variation der Besetzungsdichte wirkt sich also nicht nur in der Größe von $Re(Y_0)$ aus, sondern ändert wegen der gegenseitigen Kopplung der Dipole auch dessen charakteristische Abhängigkeit von der Dipollänge bzw. auch von der Wellenlänge. Die Resonanzlänge der Dipole wächst entsprechend Abb. 3 mit steigender Dämpfung, d. h. kleinerer Streifenbreite der Dipole an. Bei gleicher Dämpfung der Dipole (Abb. 4a—c, $d/\lambda_0 = 0,053$) wird die Resonanzlänge um so größer, je kleiner die Gitterkonstante a' gewählt wird. Auch dieser Einfluß deutet auf eine Wechselwirkung der Dipole untereinander hin. Bei einer Änderung der Gitterkonstanten in der Längsrichtung der Dipole (b'), tritt die Wechselwirkung weniger in Erscheinung,

da in Richtung der Längsachse des Dipols keine Abstrahlung stattfindet.

Für die praktische Anwendung ist es wünschenswert, die Gesamtdicke des Absorbers möglichst zu verringern. Dazu kann man das Leitungstück zwischen den Dipolelementen und der Abschlußwand mit einem Dielektrikum ausfüllen, so daß sich der notwendige Abstand gemäß Gl. (8) verkürzt. Der Ein-

in Resonanzlänge gilt dabei die Beziehung

$$r_R = \left| \frac{1 - \operatorname{Re}(Y_0)_{\text{res}}}{1 + \operatorname{Re}(Y_0)_{\text{res}}} \right| \quad (1)$$

wenn $\operatorname{Re}(Y_0)_{\text{res}}$ den Realteil des Eingangsleitwertes bei der Resonanzlänge der Dipole angibt. In Abb. 5 sind die so ermittelten Reflexionsfaktoren über die Dipolbreite für verschiedene Gitterkonstanten dargestellt. Eine völlige Anpassung an den Kennwiderstand der Hohlleitung tritt nur für relativ große Gitterkonstanten ($a/\lambda_0 = 0,476$, $d/\lambda_0 = 0,0595$) ein. Ein entsprechendes Absorberelement zeigte im Hohlleiter innerhalb des Schwingbereiches des Klammernstrahls von $\lambda = 3,1$ cm bis $\lambda = 3,6$ cm einen Reflexionsfaktor unter 0,05. Es ist jedoch möglich, die günstigste Dimensionierung der Dipolanordnung durch Änderung der geometrischen Form der Resonanzelemente oder Änderung des ohmschen Widerstandes der Dipole zu variieren. Besonders stark macht sich dabei eine Änderung des Widerstandes im Strombauch in der Mitte der Dipolelemente, z. B. durch Anstrich mit Leisilber, bemerkbar.

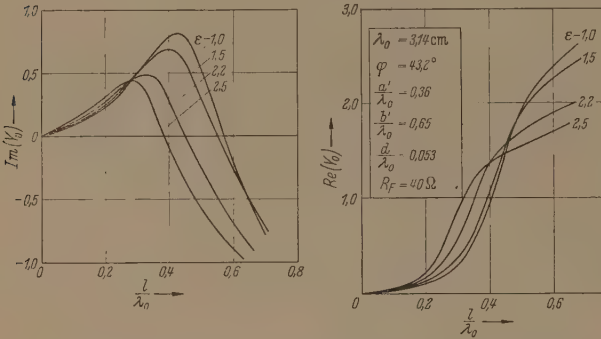


Abb. 5. Im Hohlleiter gemessener Eingangsleitwert eines regelmäßigen Dipolgitters mit konstanten Gitterabständen für verschiedene Dielektrizitätskonstanten der Schicht zwischen der metallischen Abschlußwand und den Dipolelementen.

gangsleitwert solcher Dipolanordnungen ist für verschiedene Dielektrizitätskonstanten in Abb. 5 dargestellt. Wie zu erwarten findet man eine wesentliche Verkürzung der Resonanzlänge der Dipole bei größerer Dielektrizitätskonstante der dahinter liegenden Schicht. In ein elektrisches Ersatzschaltbild übertragen, bedeutet die Einfügung eines Dielektrikums eine Erhöhung der Kapazität des Resonanzkreises, so daß die zur Abstimmung auf eine feste

3. Viele, in einer Ebene regelmäßig angeordnete Absorberelemente.

Meßmethode

Um die eigentliche Aufgabe zu lösen, eine eben metallische Fläche so zu verkleiden, daß senkrecht auf sie auftretende elektromagnetische Zentimeterwellen völlig absorbiert werden, werden die Dipolresonanzelemente nunmehr gitterförmig in eine Ebene im festen Abstand

$$z = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon}} = \frac{3,2}{4\sqrt{\epsilon}} \text{ cm}$$

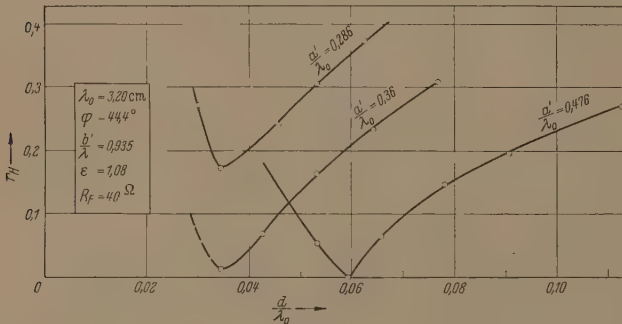


Abb. 6. Betrag des Reflexionsfaktors der im Abstand einer Viertelwellenlänge vor dem kurzgeschlossenen Ende der Hohlrohrleitung angeordneten gedämpften Dipolelemente über dem Verhältnis von Dipolbreite zu Wellenlänge. Die eingezeichneten Werte sind mit Hilfe von Gl. (11) aus den in Abb. 4a—c für die verschiedenen Gitterabstände dargestellten Meßergebnissen berechnet.

Wellenlänge notwendige Resonanzlänge und auch der Realteil des Eingangsleitwertes mit wachsender Dielektrizitätskonstante kleiner werden.

Im Anschluß an die Messungen an einzelnen Absorberelementen soll untersucht werden, ob in der beschriebenen Weise ein breitbandig reflexionsfreier Abschluß für die Hohlrohrleitung hergestellt werden kann. Aus den in Abb. 4a—c dargestellten Meßergebnissen für den Eingangsleitwert von Dipolanordnungen kann der Reflexionsfaktor r_R der Absorberelemente im Hohlleiter berechnet werden. Für Dipole

vor der metallischen Abschlußwand angeordnet. Um das gesteckte Ziel zu erreichen, muß in dieser Ebene der Kennwiderstand des freien Raumes von 377Ω nachgebildet werden. Dazu können nun zwei Parameter der Dipolanordnung, nämlich die Besetzungsdichte der Dipolelemente vor der Metallfläche und der eigene Verlustwiderstand der einzelnen Dipole variiert werden. Dabei wird, wie vorher bei den Hohlleitersmessungen festgestellt wurde (Abb. 4a—c), infolge der gegenseitigen Beeinflussung der Dipole auch die erforderliche Resonanzlänge der Dipolstreifen von der Besetzungsdichte abhängen, so daß bei einer Änderung der Gitterkonstanten zur optimalen Anpassung auch die Länge der Dipole variiert werden muß.

Der Einfluß dieser Parameter wurde für drei verschiedene Ausführungsformen des Absorbers ($\epsilon = 1,08$, Schaumtrollit, $\epsilon = 2,56$, Plexiglas, $\epsilon = 3,72$, Pertinax-Zwischenschicht, entsprechend Schichtdicken von 7,7 mm, 5 mm und 4,15 mm bei einer Abstimmung des Absorbers auf $\lambda_0 = 3,2$ cm) experimentell untersucht. Um den Aufwand bei der Herstellung der Absorberanordnungen in erträglichen Grenzen zu halten, wurde eine Plattengröße von




Wie beurteilen Sie Feinvakuumgebläse?

Es hat sich in der Praxis und in vielen Versuchen erwiesen, daß ein Feinvakuumgebläse für Arbeiten im Druckbereich um 10^{-2} Torr einfach Ideal ist (vorausgesetzt, daß sein Differenzdruck – das Kompressionsverhältnis von der Ansaugseite zur Vorpumpe hin – so groß wie nur möglich gehalten wird!). Ein solches Gebläse ist unwahrscheinlich robust und betriebssicher.

Wenn man dann noch – wie es bei den LEYBOLD-Feinvakuumgebläsen geschieht – eine druckausgleichende Umwegleitung einbaut, kann es keinesfalls passieren, daß das Gebläse trotz seiner hohen Förderleistung bei plötzlichen Gasausbrüchen oder Lufteinbrüchen festläuft.

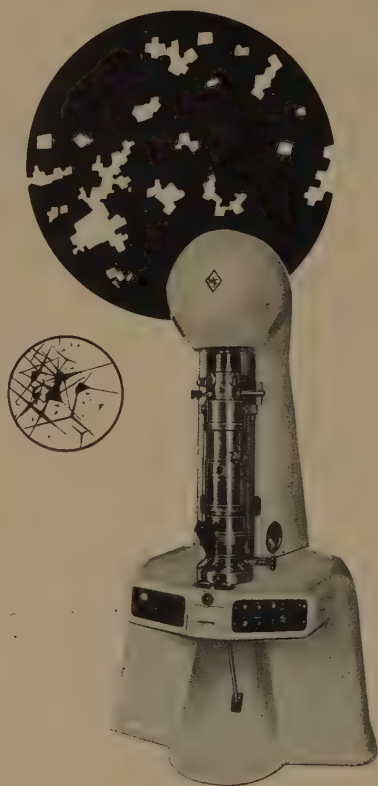
Diese Umwegleitung hat noch einen weiteren Vorteil: man kann nämlich das Gebläse von Anfang an einschalten und es so bei jedem möglichen Kompressionsverhältnis mitfördern lassen – der zulässige Differenzdruck kann ja nicht überschritten werden – und erhält dadurch die leistungssteigernde Wirkung des Gebläses wesentlich früher, als wenn man es erst bei einem zulässigen, vorgegebenen Druck einschalten würde; komplizierte Schaltmechanismen sind überflüssig.

Wir haben in vakuumtechnischen Fragen genügend Erfahrungen gesammelt, um Sie zu beraten, wie Sie am wirtschaftlichsten fördern können, und würden Ihnen damit Ihre Arbeit gerne erleichtern. Schreiben Sie uns doch – wir geben Ihnen gerne jede Auskunft.

 **LEYBOLD**

LEYBOLD'S NACHFOLGER, KÖLN-BAYEN

Bei uns hat sich geändert:
Fernschreiber 088 8815
Telefon 4716
Telegrammadresse Leyboldvak



Elektronenmikroskope
Meß- und Prüfgeräte für die HF-
Technik
Fernsehstudiogeräte
Bauelemente der 3 cm - Technik

Röhren für Rundfunk und Fernsehen
Senderröhren, Deziröhren
Spezialröhren für Meßzwecke und
elektronische Steuerungen
Quarze



WERK FÜR FERNMELDEWESEN

BERLIN, OSTENDSTRASSE 1-5

ELECTRONIC GERÄTE RÖHREN

MESSGERÄTE
KLYSTRON-SEV GERÄTE
STRAHLUNGSMESSGERÄTE
MESSKÖPFE

KLYSTRONE
SEV
DIODEN
SPEZIALRÖHREN

A. RIEDL ELEKTRONISCHE GERÄTE
RÖHREN

MÜNCHEN 19, TIZIANSTRASSE 17 • TEL. 64481

TELEFUNKEN MIKROWELLEN RÖHREN



Reflex Klystron

2K25(723A/B)

$f = 8500 \dots 9660 \text{ MHz}$

$N_R = 25 \text{ mW}$

Wanderröhre **TL6**

$f = 3000 \dots 4500 \text{ MHz}$

$N_R = 4,5 \text{ W}$

$Q = 26 \text{ dB}$

Kleinsignal-

verstärkung

$\sim 38 \text{ dB}$



Mikrowellenröhre für Leistungsstufen

2C 39A

Grenzwellenlänge $\lambda_g = 11 \text{ cm}$

TELEFUNKEN RÖHRENVERTRIEB ULM/DONAU

$\times 15 \text{ cm}^2$ gewählt. Auf eine entsprechende Metallplatte wurde die dielektrische Zwischenschicht aufgebracht. Auf die Frontseite der Dielektrikums wurden in in regelmäßigen Abständen die aus einer homogenen Widerstandsfolie mit einem Flächenwiderstand von 40Ω ausgeschnittenen Dipolelemente aufgebracht.

Als Maß für die Wirksamkeit dieses Absorbers wurde der Reflexionsfaktor derartiger Anordnungen bestimmt. Zur Messung wurde im Prinzip das in [8] beschriebene Verfahren angewendet. Gemessen wird die Energie, die von der zu untersuchenden Absorberanordnung reflektiert wird (A^2), und die von einer Metallplatte gleicher Abmessungen reflektierte Energie (A_0^2). Der Quotient beider Meßwerte ist das Quadrat des Reflexionsfaktors der Absorberanordnung:

$$r^2 = \frac{A^2}{A_0^2}.$$

Um störende Reflexionen an den umgebenden Zimwänden zu vermeiden, wurde hinter dem zu messenden Objekt eine große reflexionsfreie Absorberwand aufgestellt. Zur Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsfaktors im Bereich $\lambda = 2 \text{ cm}$ bis 5 cm Wellenlänge wurden die ersten beiden Oberwellen von zwei Magnetronröhren mit den Grundwellen $\lambda = 5,5\text{--}7,0 \text{ cm}$ und $\lambda = 8,5\text{--}12,5 \text{ cm}$ benutzt, wobei in üblicher Weise die nichtlineare Charakteristik einer Germaniumdiode zur Erzeugung der Oberwellen herangezogen wurde.

Meßergebnisse

In einer ersten Versuchsreihe wurde zunächst die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors der Absorberanordnungen von der Besetzungsdichte der Dipolelemente untersucht (Abb. 7a–c). Für verschiedene Längen der Dipolstreifen wurde dazu die Gitterkonstante quer zu den Längsachsen (a') durch Verändern der einzelnen Elemente verändert, während der gegenseitige Abstand in der Längsrichtung der Absorber (b') bei den einzelnen Anordnungen konstant gehalten wurde.

Der Einfluß der Besetzungsdichte auf den Reflexionsfaktor einer Absorberanordnung läßt sich qualitativ diskutieren, solange man die Wechselwirkung zwischen den Gitterelementen vernachlässigen kann. Wir nehmen an, daß eine ebene Welle senkrecht auf die Anordnung trifft und betrachten den Eingangswiderstand Z der Ebene im Abstand einer Viertelwellenlänge vor der vollkommen leitenden Abschlußwand, solange noch keine Dipolelemente angebracht sind, so ist in dieser Ebene ein unendlich großer Eingangswiderstand [(Gl. (2))]. Dem entspricht eine totale Reflexion der auf die Anordnung treffenden elektromagnetischen Welle. Bei einer zunächst kleinen Besetzungsdichte mit Resonanzelementen wird ein Bruchteil der auffallenden Energie in den Dipolelementen absorbiert, gleichbedeutend damit, daß der Eingangswiderstand der Ebene nunmehr einen endlichen Wert angenommen hat. Offensichtlich wird mit zunehmender Besetzungsdichte Z immer kleiner und erreicht für Dipole in Resonanzlänge bei guter Anpassung an den Wellenwiderstand des freien Raumes ($d. h. verschwindendem Reflexionsfaktor$) den Wert $Z = Z_0 = 377 \Omega$. Bei noch größerer Besetzungsdichte wird die Flächenimpedanz immer kleiner,

wobei der Reflexionsfaktor im Betrage wieder ansteigt, um schließlich bei vollständiger Belegung der dielektrischen Zwischenschicht des Absorbers den Wert 40Ω der Widerstandsschicht der Dipolstreifen zu erreichen, entsprechend einem Reflexionsfaktor von

$$r = \frac{377 - 40}{377 + 40} = 0,81.$$

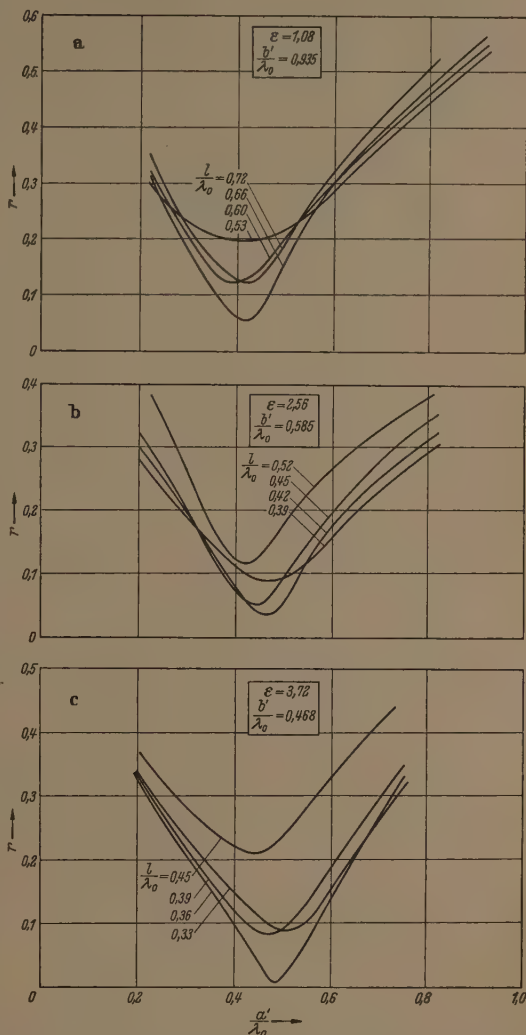


Abb. 7a–c. Reflexionsfaktor als Funktion der Besetzungsdichte für Absorberplatten mit verschiedener Dipollänge. a) Schaumtrollit-Zwischenschicht; b) Plexiglas-Zwischenschicht; c) Pertinax-Zwischenschicht. ($\lambda_0 = 3,2 \text{ cm}$, $d/\lambda_0 = 0,05$, $\varphi = 0^\circ$, $R_{\text{Pl}} = 40 \Omega$).

Entsprechend den im Hohlleiter gewonnenen Ergebnissen (Abb. 5), nimmt die optimale Länge der Dipole dabei mit wachsender Dielektrizitätskonstante der dielektrischen Zwischenschicht etwa proportional zu $1/\sqrt{\epsilon}$ ab, während die optimale Zahl der Resonanzelemente pro Flächeneinheit entsprechend der Verringerung des Realteiles des Eingangswertes von Dipolanordnungen im Hohlleiter mit wachsender Dielektrizitätskonstante des Zwischenmediums zunimmt (kleinere Gitterkonstanten b' bei Anordnungen mit Plexiglas- und Pertinax-Schicht).

Mit dem beschriebenen Meßverfahren kann der Reflexionsfaktor für senkrechte Incidenz ($\varphi = 0^\circ$) nicht direkt gemessen werden. Von den einzelnen Absorberanordnungen wurde daher zunächst die Reflexion als Funktion des Einfallswinkels von $\varphi = 10^\circ$ bis $\varphi = 45^\circ$ bestimmt. Aus diesen Meßkurven ließ sich dann der in Abb. 7a—c aufgetragene Reflexionsfaktor bei senkrechtem Einfall gut extrapolieren. Entsprechend den Verhältnissen im Hohlleiter war bei diesen Versuchen der elektrische Vektor der einfallenden Welle senkrecht zur Einfallsebene und parallel zu den Dipolachsen orientiert.

Für die praktische Anwendung ist wichtig, daß die Wirksamkeit des Absorbers offensichtlich nicht sehr empfindlich von der Länge der Dipolstreifen abhängt. Ändert man die Dipollänge bei festgehaltener Wellenlänge und optimalen Gitterabständen um etwa $\pm 10\%$ (bezogen auf die Resonanzlänge), so ergeben sich immer noch Reflexionsfaktoren unter 0,1. Der Eingangswiderstand dieser Anordnungen ist dann komplex und zwar induktiv bei zu langen Dipolen und kapazitiv, wenn die Länge der Dipolstreifen kleiner als die Resonanzlänge ist. Ebenso unkritisch ist das elektrische Verhalten der Absorberanordnungen gegenüber Änderungen des Gitterabstandes der Resonanzelemente bei festgehaltener Dipollänge: Eine Toleranz von etwa $\pm 15\%$ der optimalen Gitterkonstanten a' erhöht die Reflexion auf weniger als 10%. Man kann daraus schließen, daß bei einem großflächigen Absorber etwa 15% der Resonanzelemente ausfallen dürfen, ohne die Wirksamkeit der Anordnung wesentlich zu beeinträchtigen.

Zur optimalen Anpassung des Absorbers an den Wellenwiderstand des freien Raumes kann man neben der Besetzungsdichte noch über die Dämpfung der Dipolelemente verfügen. Beide Parameter sind dabei eng miteinander verknüpft: Eine größere Dämpfung der Dipole bedingt eine höhere Besetzungsdichte der Resonanzelemente vor der metallischen Wand (vgl. Abb. 6), um bei festgehaltener Wellenlänge den gleichen Eingangswiderstand zu erzielen. Gleichzeitig wird, entsprechend den Meßergebnissen an einzelnen Absorberelementen (Abb. 4a—c) die Resonanzlänge mit wachsender Dämpfung der Dipole größer werden (Tabelle 1).

Tabelle 1. Resonanzlänge und optimale Gitterkonstanten für verschiedene Dipolbreiten einer Absorberanordnung mit Schaumtrotul-Zwischenschicht. (Resonanzwellenlänge $\lambda_0 = 3,2$ cm.)

d/λ_0	b'/λ_0	$(\lambda/\lambda_0)_{\text{opt.}}$	$(a'/\lambda_0)_{\text{opt.}}$
0,03	0,935	0,72	0,307
0,04	0,935	0,69	0,360
0,05	0,935	0,66	0,435

Von den beiden Resonanzkreisen der einzelnen Absorberzellen liegt der eine (Parallelresonanzkreis) in Form des Abstandes der Dipolelemente zu der abschließenden Metallwand fest und ist bei allen Absorberausführungen so abgestimmt, daß bei der Wellenlänge $\lambda = \lambda_0 = 3,2$ cm Resonanz eintritt, gleichbedeutend damit, daß bei $\lambda = 3,2$ cm das Dipolgitter gerade im Bauch der elektrischen Feldstärke liegt. Die bei dieser Wellenlänge optimale Dimensionierung des zweiten (Serien-) Resonanzkreises der Absorberanordnungen war das Ziel der bisherigen Untersuchungen. Im folgenden soll nun untersucht werden,

auf welchen Wellenlängenbereich sich die Wirksamkeit der Absorber erstreckt. Offensichtlich ist dieser Bereich zu kürzeren Wellenlängen hin beschränkt, denn bei einer Wellenlänge von 1,6 cm liegt die Ebene des Dipolgitters gerade im Knoten der elektrischen Feldstärke, so daß die auf das elektrische Feld ansprechenden Dipolelemente der einfallenden Welle keine Energie entziehen können. Bei dieser Wellenlänge und bei entsprechend kürzeren Wellen mit $\lambda = \lambda_0/2n$ ($n = 1; 2; 3 \dots$) tritt bei senkrechter Incidenz vollständige Reflexion ein. In den zwischenliegenden Bereichen wird dagegen wiederum ein Teil der einfallenden Energie absorbiert werden. Bei den experimentellen Untersuchungen interessiert jedoch

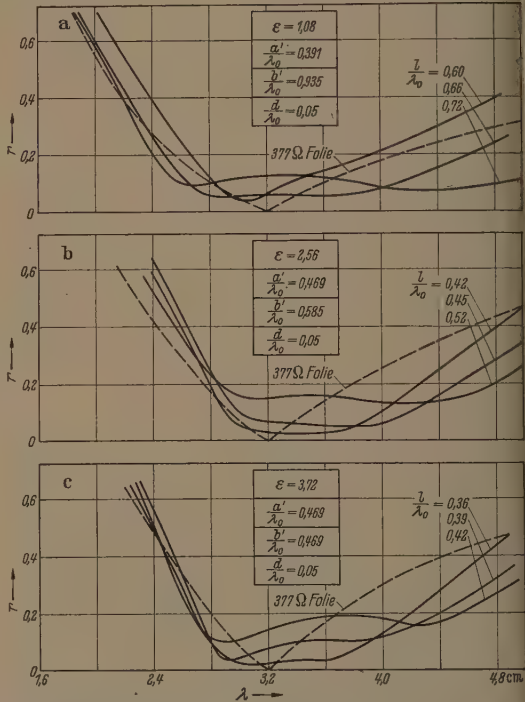


Abb. 8a—c. Reflexionsfaktor als Funktion der Wellenlänge für Absorberplatten mit optimaler Besetzungsdichte. Parameter ist die Dipollänge. Einfallswinkel 10° , elektrischer Vektor senkrecht zur Einfallsebene. Zum Vergleich ist eingezeichnet der Reflexionsfaktor eines einkreisigen Resonanzabsorbers in Form einer homogenen 377 Ω -Folie im Abstand einer Viertelwellenlänge vor einer Metallwand (berechnet für senkrechten Einfall).

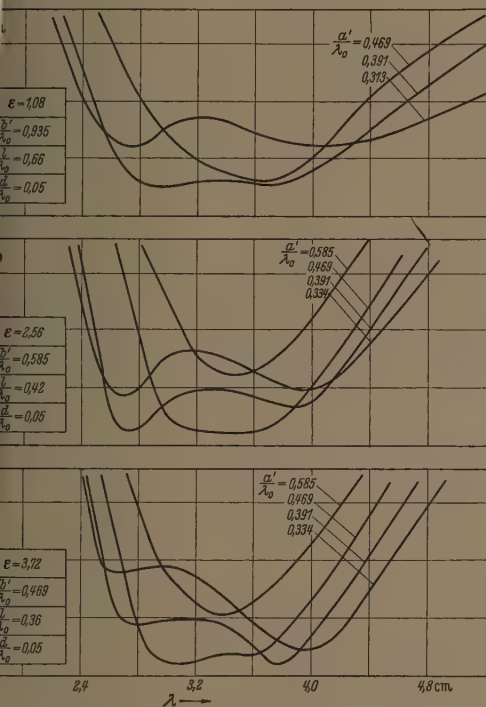
a) Schaumtrotul-Zwischenschicht; b) Plexiglas-Zwischenschicht; c) Pertinax-Zwischenschicht.

lediglich der Bereich oberhalb der Grenzwellenlänge $\lambda = 1,6$ cm.

In Abb. 8a—c ist die Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsfaktors der drei aus Abb. 7a—c ermittelten Absorberanordnungen dargestellt, die bei 3,2 cm Wellenlänge optimale Besetzungsdichte aufweisen. Der Verlauf der bei einem Einfallswinkel von 10° gemessenen Kurven deutet an, daß bei einer Wellenlänge von 1,6 cm die Verkleidung der Metallfläche unwirksam wird und eine völlige Reflexion der einfallenden Welle stattfindet. Im Bereich oberhalb der Resonanzwellenlänge steigt der Betrag des Reflexionsfaktors dagegen monoton an und strebt mit wachsender Wellenlänge dem Wert 1 zu. Wählt man als Maß für den Absorptionsbereich der Absorber die Bandbreite, innerhalb der der Reflexionsfaktor klein

als 0,1 bleibt, so findet man im ersten Fall $\lambda = 1,08$, Abb. 8a) bei der günstigsten Dipolanordnung einen Bereich der sich von $\lambda = 2,65$ cm bis $4,15$ cm erstreckt, entsprechend einer relativen Bandbreite von $\pm 23\%$. Bei den Anordnungen mit elektrischer Zwischenschicht ($\epsilon = 2,56$, Abb. 8b) $\epsilon = 3,72$, Abb. 8c) ist der maximale Absorptionsbereich etwas kleiner. Die relative Bandbreite der Anordnungen beträgt etwa $\pm 16\%$, wobei allerdings auch die Schichtdicke erheblich verringert ist. Ein anschaulichen Vergleich für die Bandbreite bekommen ist in den Abbildungen der berechnete

Reflexionsfaktor einer $\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon}}$ vor der metallischen Ab-



8a-c. Reflexionsfaktor als Funktion der Wellenlänge für Absorber mit optimaler Dipollänge. Parameter ist die Besetzungsdichte. Einfallswinkel 10° , elektrischer Vektor senkrecht zur Einfallsebene.

a) Schaumtrollit-Zwischenschicht; b) Plexiglas-Zwischenschicht; c) Pertinax-Zwischenschicht.

Abschlußwand auf dem entsprechenden Dielektrikum angebrachten homogenen Widerstandsfolie mit einem Flächenwiderstand von 377Ω eingezeichnet. Die relative Bandbreite der zweikreisigen Dipol-Resonanzabsorber ist gegenüber diesem einkreisigen Absorber etwa verdoppelt.

Der Abb. 8 ist weiterhin zu entnehmen, daß die Wirksamkeit des Absorbers nicht sehr stark von der Länge der Dipolstreifen beeinflusst wird. Einer Vergrößerung der Dipollänge entspricht eine tiefere Abkantung der Resonanzsysteme und eine Ausdehnung des Absorptionsbereiches zu größeren Wellenlängen hin. Entsprechend dem schon früher genannten Ergebnis tritt bei einer Änderung der Wellenlänge um etwa 10% dabei noch keine wesentliche Vergrößerung der Reflexion in Erscheinung.

Bei der Festsetzung des maximal zulässigen Reflexionsfaktors auf $r < 0,1$ kann der Absorptionsbereich der Dipolabsorber noch etwas erweitert werden, wenn dafür eine etwas größere Reflexion bei der Resonanzwellenlänge in Kauf genommen wird. Abb. 9a bis c zeigt wiederum den Reflexionsfaktor der drei Absorberausführungen ($\epsilon = 1,08$, $\epsilon = 2,56$, $\epsilon = 3,72$) in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Bei festgehaltener optimaler Länge der Dipolstreifen wurde der gegenseitige Abstand der Elemente quer zu ihren Längsachsen variiert. Auffallend ist, daß bei größeren Besetzungsdichten, d. h. kleineren Gitterabständen der Resonanzelemente, eine Aufspaltung des Absorptionsbereiches eintritt. Bei diesen Anordnungen ist der Eingangswiderstand des Absorbers bei der Resonanzwellenlänge kleiner als 377Ω , so daß ein Bruchteil der einfallenden Energie reflektiert wird. Außerhalb der Resonanz wird der Realteil des Eingangswiderstandes dagegen sowohl mit wachsender als auch mit kleiner werdender Wellenlänge ansteigen (vgl. Abb. 4a) und bei zwei verschiedenen Wellenlängen gerade den Wert 377Ω erreichen. Dieser Anpassung des Realteiles entsprechen in erster Näherung die beiden Minima des Reflexionsfaktors. Bei Anordnungen mit kleinerer Besetzungsdichte ist der Eingangswiderstand bei der Resonanzwellenlänge größer als 377Ω . Der Reflexionsfaktor zeigt dementsprechend nur ein Minimum in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Nutzt man die Aufspaltung des Absorptionsbereiches zur Vergrößerung der wirksamen Bandbreite der Absorber aus, so findet man für eine Anordnung mit Schaumtrollit-Zwischenschicht eine größte relative Bandbreite von $\pm 25\%$ ($d/\lambda_0 = 0,03$, $b'/\lambda_0 = 0,935$, $a'/\lambda_0 = 0,260$) während der entsprechende Wert für die Ausführung mit Plexiglasdielektrikum $\pm 23\%$ beträgt (Abb. 9b, $a'/\lambda_0 = 0,391$). Bei Absorbern mit noch kleinerer Schichtdicke (Pertinaxdielektrikum) verringert sich die Bandbreite auf etwa $\pm 20\%$ (Abb. 9c, $a'/\lambda_0 = 0,391$). Eine weitere Vergrößerung der Bandbreite wesentlich über eine halbe Oktave hinaus wird sich eventuell erzielen lassen, wenn auch das Parallelresonanzsystem, das heißt der Raum zwischen den Dipolelementen und der Abschlußwand in geeigneter Form verlustbehaftet gemacht werden kann, oder aber zwei oder mehr Dipolgitter in geeigneten Abständen vor der Metallwand angebracht werden.

Bei den Untersuchungen an Absorberanordnungen im Freifeld hatten wir uns bisher stets nur für den Fall interessiert, daß die elektromagnetische Welle annähernd senkrecht auf die Anordnung auftrifft. Ändert man die Einfallrichtung der Welle so verschiebt sich die Ebene maximaler elektrischer Feldstärke aus ihrer ursprünglichen Lage $\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon}}$ vor der leitenden Abschlußwand von der Metallfläche weg, so daß die Ebene des Dipolgitters nunmehr zwischen dem E -Bauch der einfallenden Welle und der Kurzschlußwand liegt. Für den Eingangswiderstand des Absorbers $Z(\varphi)$ bedeutet das in ein elektrisches Ersatzschaltbild übertragen eine Parallelschaltung der Flächenimpedanz des Dipolgitters Z_S mit einem von Einfallswinkel φ abhängigen induktiven Widerstand

$$Z(\varphi) = \frac{Z_S \cdot j \cdot Z_R \operatorname{tg} \beta z}{Z_S + j \cdot Z_R \operatorname{tg} \beta z}, \quad Z_R = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \varphi}},$$

sowie

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi} \quad (12)$$

Steht der elektrische Vektor der einfallenden Welle senkrecht auf der Einfallsebene, so bleiben die parallel zum elektrischen Feld orientierten Dipole voll wirk-

wobei sich A_0 aus dem Reflexionsfaktor bei senkrechter Incidenz r_0 berechnen läßt:

$$A_0 = \frac{1 - r_0}{1 + r_0}$$

In Abb. 10 sind die in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ gemessenen Werte des Reflexionsfaktors von drei Absorberplatten mit Schaurtrotlitul-Zwischenschicht aufgetragen und daraus r_0 nach Gl. (14) berechneten Kurven eingezeichnet. Alle drei Anordnungen haben bei senkrechter Incidenz einen reellen Eingangswiderstand. Mit wachsendem Einfallswinkel findet man bei der gut angepassten Anordnung (1. in Abb. 10, $Z_S \approx Z_0$) und bei einer Anordnung mit etwas zu großer Besetzungsdichte (3. in Abb. 10, $Z_S < Z_0$) einen monotonen Anstieg der Reflexion, während der Reflexionsfaktor der bei senkrechter Incidenz zu hoch ohmigen Anordnung ($Z_S > Z_0$) in Abhängigkeit von φ ein flaches Minimum durchläuft (2. in Abb. 10). Bei Absorberranordnungen mit einer höheren Dielektrizitätskonstante der Zwischenschicht ist die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors vom Einfallswinkel etwas weniger kritisch, (Kurve 4, $\varepsilon = 2,56$) und 5, $\varepsilon = 16$ [nur berechnet]). Im Dielektrikum wird die einfallende Well-

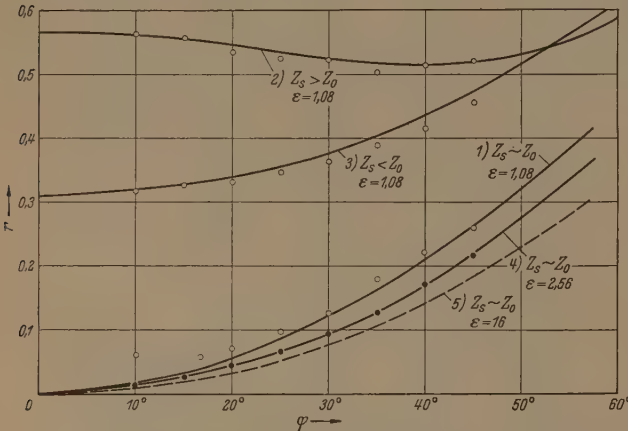


Abb. 10. Reflexionsfaktor als Funktion des Einfallswinkels für Absorberplatten mit reellem Eingangswiderstand. E -Vektor senkrecht zur Einfallsebene. Zum Vergleich sind die nach Gl. (14) berechneten Kurven eingezeichnet.

sam, und Z_S ist unabhängig von φ . Für den Reflexionsfaktor folgt aus Gl. (1) mit

$$r = \frac{Z(\varphi) - Z_0 / \cos \varphi}{Z(\varphi) + Z_0 / \cos \varphi} \quad (13)$$

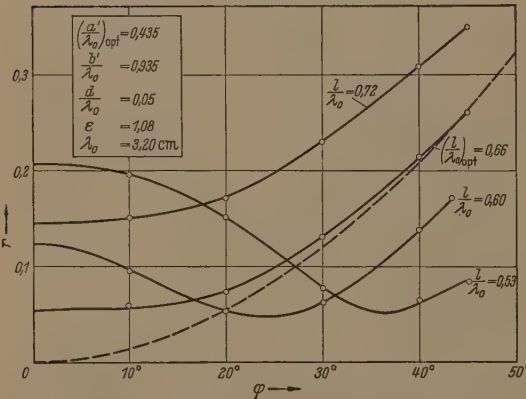


Abb. 11. Reflexionsfaktor als Funktion des Einfallswinkels für Absorberplatten mit verschiedener Dipollänge bei optimaler Besetzungsdichte. E -Vektor senkrecht zur Einfallsebene.

Die Absorberanordnung hat bei senkrechter Incidenz einen reellen Eingangswiderstand, wenn die Dipole in Resonanz sind. In diesem Fall ist auch Z_S reell und für das Quadrat des Reflexionsfaktors folgt aus (12) und (13)

$$r^2 = \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi} \left(1 - \frac{A_0}{\cos \varphi}\right)^2 + \frac{\varepsilon - \sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi}}{\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi} \left(1 + \frac{A_0}{\cos \varphi}\right)^2 + \frac{\varepsilon - \sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi}} \quad (14)$$

stets zum Lot hingebrochen, so daß bei schiefen Einfall die Ebene maximale elektrischer Feldstärke in bezug auf die leitende Abschlußwand weniger verschoben wird.

Das Verhalten des Reflexionsfaktors bei schiefen Einfall wird etwas unübersichtlicher, wenn die Dipolelemente nicht mehr in Resonanz sind. Abb. 11 zeigt den Reflexionsfaktor von Absorberanordnungen, mit optimaler Besetzungsdichte, wobei die Länge der Dipole variiert wurde. Zu kurze Dipole rufen einen kapazitiven Blindanteil der Flächenimpedanz des Dipolgitters Z_S hervor. Bei einem bestimmten Einfallswinkel wird diese Kapazität durch den induktiven Widerstand des zweiten Resonanzkreises [Gl. (12)] kompensiert. Der Reflexionsfaktor durchläuft dabei in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ein Minimum. Zu lange Dipole erzeugen von vornherein einen induktiven Blindanteil von Z_S . Anordnungen dieser Art zeigen dementsprechend mit zunehmendem Einfallswinkel ein monotonen Anwachsen der Reflexion.

Liegt der elektrische Vektor in der Einfallsebene, so fällt nur noch eine Komponente $E \cdot \cos \varphi$ der elektrischen Feldstärke in die Richtung der Dipolachsen und die Erregung der einzelnen Dipole erfolgt nicht mehr gleichphasig. Z_S wird damit selbst vom Einfallswinkel abhängig. Man hat ferner zu beachten, daß die Bedingungen (9) bei beliebiger Orientierung des elektrischen Vektors durch die schärferen Formulierungen

$$\left. \begin{aligned} a' &< \frac{\lambda}{1 + \sin \varphi} \\ b' &< \frac{\lambda}{1 + \sin \varphi} \end{aligned} \right\} \text{ und im Extremfall } \left. \begin{aligned} a' &< \frac{\lambda}{2} \\ b' &< \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\} \quad (\varphi = 90^\circ) \quad (15)$$

zu ersetzen sind um sicher zu sein, daß keine Abstrahlung von Energie in anderen als der geometrischen Richtung stattfindet. Diese Bedingungen sind

den Anordnungen mit Schaumtrotlitul-Zwischenschicht ($b'/\lambda_0 = 0,935$) und denen mit Plexiglasdielektrikum ($b'/\lambda_0 = 0,585$) zunächst nicht erfüllt, so, wenn der E -Vektor in der Einfallsebene liegt, bei diesen Einfallswinkeln neben der geometrisch reflektierten Welle die erste Beugungsordnung auftreten kann. Andererseits ist die Resonanzlänge gedämpfter elektrischer Dipole bei einem Absorber mit Schaumtrotlitul-Zwischenschicht etwas größer als $\lambda_0/2$ (vgl. Abb. 4a—c), daß bei der beschriebenen Anordnung der Dipole auf diesem Trägermaterial die Bedingungen (15) grundsätzlich nicht eingehalten werden können. Durch eine Umordnung des Gitters kann man nun versuchen diese Schwierigkeit zu umgehen. Dabei zeigte sich, daß man durch eine gegenseitige Versetzung der Gitterspalten um jeweils eine halbe Gitterkonstante (s. Abb. 12 oben) die Beugungsordnung unterdrücken kann, ohne dabei den Eingangswiderstand der Absorberanordnung merklich zu ändern.

Den Reflexionsfaktor zweier derartiger Absorberanordnungen bei senkrecht zur Einfallsebene stehendem E -Vektor (\vec{E}_\perp) und in der Einfallsebene liegendem elektrischen Vektor (\vec{E}_\parallel) zeigt Abb. 12 in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ . Beide Anordnungen (a. Schaumtrotlitul- und Plexiglasdielektrikum) sind bei senkrechtem Einfall an den Wert 377Ω angepaßt. Bei einer Orientierung des elektrischen Vektors parallel zur Einfallsebene findet man ein rasches Anwachsen der Reflexion mit zunehmendem Einfallswinkel. Der Reflexionsfaktor bleibt bis zu einem Winkel von 15° unter 0,1, während bei senkrecht zur Einfallsebene orientiertem Feld die Grenze der Wirksamkeit bei etwa 25° — 30° liegt. Für manche praktischen Anwendungen wird jedoch die größere Reflexion bei schiefem Einfall der Wellen nicht störend sein, weil die reflektierte Welle nicht zum Sender zurückgeworfen wird.

Bei den Absorberanordnungen sind die elektrischen Dipole alle parallel zueinander angeordnet und stehen stets so orientiert, daß ihre Längsachse mit der Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes der polarisierten Welle zusammenfällt. Wird der Vektor um den Winkel ψ aus dieser Vorzugsrichtung herausgedreht, so fällt nur noch eine Komponente der elektrischen Feldstärke $E \cdot \cos \psi$ in die Richtung der Dipolachsen während der Bruchteil $\sin \psi$ an der Metallfläche reflektiert wird. Für die Gesamtamplitude der reflektierten Welle ergibt sich

$$E_r = E \cdot \sqrt{r_\parallel^2 \cos^2 \psi + \sin^2 \psi}, \quad (16)$$

bei r_\parallel den Reflexionsfaktor der Absorberanordnung für $\psi = 0^\circ$ angibt. Im allgemeinen wird auch die Schwingungsrichtung der reflektierten Welle gegenüber der der einfallenden Welle gedreht sein. Beschränkt man sich auf den Fall, daß Sender und Empfänger in der gleichen Polarisationsrichtung orientiert sind und die Absorberanordnung einen reellen Eingangswiderstand Z hat ergibt sich für den Reflexionsfaktor:

$$r = \left| \sqrt{r_\parallel^2 \cos^2 \psi + \sin^2 \psi} \cos \left[\arctg \pm \left(\frac{\sin \psi}{r_\parallel \cos \psi} - \psi \right) \right] \right| \quad (17)$$

wobei das positive Vorzeichen gilt, wenn für $\psi = 0^\circ$ der Eingangswiderstand $Z > Z_0$ ist, bei relativ kleinen Besetzungsdichten, oder das negative Zeichen zu setzen ist, wenn für $\psi = 0^\circ$ der Eingangswiderstand kleiner als 377Ω ist (bei größeren Besetzungsdichten). Aus der im allgemeinen gültigen Näherung

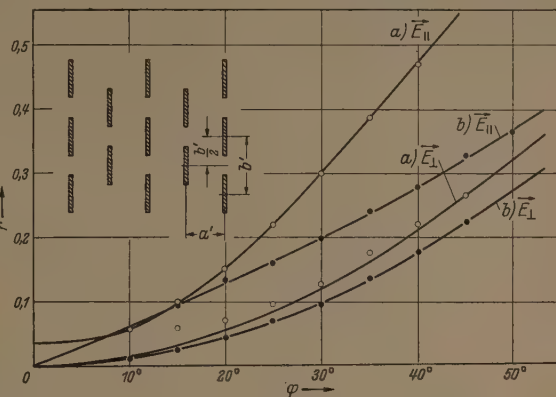


Abb. 12. Anordnung der Dipolelemente bei gegenseitiger Versetzung der Dipolspalten und Reflexionsfaktor als Funktion des Einfallswinkels für angepaßte Absorberplatten (\vec{E}_\parallel elektrischer Vektor in der Einfallsebene; \vec{E}_\perp elektrischer Vektor senkrecht zur Einfallsebene). a) Schaumtrotlitul-Zwischenschicht, b) Plexiglas-Zwischenschicht.

für kleine r_\parallel

$$r(\psi) = |\sin^2 \psi \pm r \cos^2 \psi| \quad (18)$$

entnimmt man, daß bei großer Besetzungsdichte ($Z < Z_0$) der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel eine Nullstelle aufweist (Abb. 13, Kurve a, $r_\parallel = 0,4$). Bei einer Drehung der Schwingungsrichtung nimmt die Wirksamkeit der Dipolele-

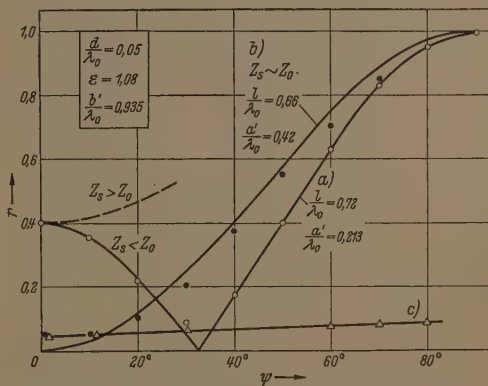


Abb. 13. Reflexionsfaktor als Funktion des Polarisationswinkels für Absorberplatten mit reellem Eingangswiderstand. Zum Vergleich sind die nach Gl. (16) bzw. (19) berechneten Kurven eingezeichnet. a) $r = 0,4$, $Z_S < Z_0$; b) $r \sim 0$, $Z_S \sim Z_0$, einfaches Dipolgitter; c) $r \sim 0$, $Z_S \sim Z_0$, zwei zueinander senkrecht stehende Dipolgitter.

mente mit wachsendem Winkel ψ ab. Dabei wird die Flächenimpedanz des Dipolgitters größer und erreicht schließlich bei einem Polarisationswinkel $\psi = 32^\circ$ den Wert $Z_S = Z_0 = 377 \Omega$. Wenn umgekehrt der Eingangswiderstand des Absorbers für $\psi = 0^\circ$ größer als 377Ω ist, wächst die Reflexion mit zunehmendem Polarisationswinkel monoton an (gestrichelte Kurve in Abb. 13). Im Grenzfall finden wir aus Gl. (18) mit $r_\parallel = 0$ für eine angepaßte Ab-

sorberanordnung

$$r(\psi) = \sin^2 \psi \quad (19)$$

und Abb. 13, Kurve b, zeigt auch in diesem Fall eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit dem berechneten Verlauf.

Der Zusammenhang vom Reflexionsfaktor und Polarisationswinkel deutet die Möglichkeit an, durch Drehen einer angepaßten Platte jeden zwischen 0 und 1 liegenden Reflexionsfaktor, entsprechend jeden Eingangswiderstand zwischen 377Ω und unendlich einzustellen.

Für die praktische Anwendung als Absorber für elektromagnetische Zentimeterwellen ist erforderlich, daß die Wirksamkeit unabhängig von der zufälligen Orientierung der Schwingungsebene des elektrischen Feldes der einfallenden Welle ist. Um diese Forderung zu erfüllen, kann man daran denken, zusätzlich zu dem vorhandenen Dipolgitter ein zweites um 90° gedrehtes Gitter vor der Metallwand anzuordnen. Im einfachsten Fall wird man an Stelle der elektrischen Dipole gekreuzte Widerstandstreifen anbringen, oder mittels eines geeigneten Leitlackes Widerstandskreuzchen auf die Frontseite der dielektrischen Zwischenschicht aufmalen. Bei entsprechenden Absorberausführungen mit einer Schaumtrottilut-Zwischenschicht erwies sich die gegenseitige Versetzung der Dipolspalten (Abb. 12) als besonders günstig, weil dadurch genügend Raum für die Anbringung des zweiten Dipolgitters frei wurde. Der Reflexionsfaktor einer Absorberanordnung mit gekreuzten Dipolelementen in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel ist in Abb. 13 (Kurve c) dargestellt. Die Anbringung der zusätzlichen um 90° gedrehten Dipolelemente hat auf die Anpassung des Absorbers bei $\psi = 0^\circ$ keinen merklichen Einfluß, wie aus einem Vergleich der Reflexionsfaktoren der entsprechenden Anordnungen mit einfachem Dipolgitter (Kurve b) und gekreuzten Dipolgittern hervorgeht. Der Reflexionsfaktor des Absorbers bei einer Verkleidung der Metallfläche mit Dipolkreuzen bleibt praktisch unabhängig vom Polarisationswinkel. Da sich jede mit beliebigem Polarisationswinkel einfallende linear polarisierte Welle in zwei senkrecht aufeinander stehende Komponenten zerlegen läßt, entspricht dieses Verhalten der Erwartung.

Zusammenfassung

Ein Absorber für elektromagnetische Zentimeterwellen wird beschrieben, der aus einer regelmäßigen

Anordnung von untereinander gleichen, verlusthaften elektrischen Dipolen im Abstand einer Viertelwellenlänge vor einer ebenen metallischen Abschlußwand besteht. Das Verhalten dieses Absorbers gegenüber ebenen linear polarisierten Wellen kann näherungsweise an Hand eines elektrischen Ersatzschaltbildes als Parallelschaltung eines gedämpften Serienresonanzkreises und eines praktisch undämpften Parallelresonanzkreises erklärt werden. Messungen des Eingangsleitwertes einzelner Absorberelemente werden im Hohlleiter mit TE_{10} -Welle bei 3 cm Wellenlänge ausgeführt eine Anordnung zur Herstellung eines reflexionsarmen Abschlusses für die rechteckige Hohlleitung wird angegeben. Im Freifeld wird der Reflexionsfaktor von gitterförmigen Absorberanordnungen bezüglich der Wellenlänge, des Einfallswinkels und des Polarisationswinkels untersucht. Durch geeignete Wahl der Besetzungsdichte und der Resonanzeigenschaften der Dipolelemente ließ sich für Wellen im 3 cm-Bereich eine wirksame Bandbreite von etwas über einer halben Oktave erreichen. Unabhängigkeit vom Polarisationswinkel der einfallenden ebenen Welle kann durch Anordnung eines zweiten, gegenüber dem ersten um 90° gedrehten Dipolgitters erzielt werden.

Die Arbeit wurde ermöglicht und durchgeführt unter Contract No AF 61 (514)—799 Air Research and Development Command, European Office, Brussels. Herrn Prof. Dr. E. MEYER und Herrn Dr. H. SEVERIN danke ich für ihr stetes Interesse an der Arbeit und für zahlreiche Ratschläge und Diskussionen.

Literatur: [1] MEYER, E. und H. SEVERIN: Z. angew. Phys. 8, 105 (1956). — [2] SIMMONS, A. J. und W. H. EMERSON: Tele. Techn. and Electronics Industrie 47 (1953). — [3] MEYER, E.; G. KURTZE; H. SEVERIN und K. TAMM: Akustische Beihefte 3, 409 (1953). — [4] MEYER, E. und K. TAMM: Akustische Beihefte 2, 91 (1952). — [5] DÄLLENBACH, W. und W. KLEINSTEUBER: Hochfrequenztechn. und Elektroakustik 51, 152 (1938). — [6] v. TRENTINI, G.: Z. angew. Phys. 5, 221 (1953). — [7] MÜLLER, R.: Arch. elektr. Übertr. 7, 223 (1953). — [8] MEYER, E.; H. SEVERIN und G. UMLAUT: Z. Physik 138, 465 (1954). — [9] MEYER, E. und H. OBERST: Akustische Beihefte 2, 149 (1952). — [10] LIPPERT, W.: Hochfrequenztechn. und Elektroakustik 60, 11 (1942). — [11] SAUER, H.: Diplomarbeit, Universität Göttingen, III. Phys. Institut. — [12] SLATER, J. C.: Microwave Transmission Mc. Graw-Hill Co., London 1942. — [13] MONTGOMERY, C. G.: Rad. Lab. Series 11, Mc. Graw-Hill Co., New York 1947.

Dr. HANS JÜRGEN SCHMITT,

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen.

Zur Deutung des Temperaturganges der Anfangspermeabilität (Mn_2Sb , Kobalt, Eisen, Nickel)*

Von MARTIN KERSTEN

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 19. März 1956)

1. Einleitung

Kürzlich wurde gezeigt, daß sich verschiedene bekannte Meßergebnisse über Betrag und Temperatur-

gang (TG) der Anfangspermeabilität μ_a und des sogenannten ΔE -Effekts überraschend einfach erklären lassen, wenn man in gewissen Temperaturbereichen ein zylinderförmiges Auswölben (Krümmen) der Blochwände als maßgebenden Elementarvorgang kleiner reversibler Magnetisierungsänderungen an-

* Aus einem Vortrage im Physikalischen Kolloquium der Universität Frankfurt anläßlich der 60. Geburtstage von Prof. M. CZERNY und Prof. F. HUND (Februar 1956).

ht und modellmäßig primitiv berechnet [1]¹. Der quantitative Vergleich der Theorie mit früheren Meßergebnissen beschränkte sich in I zunächst auf die Anfangspermeabilität von Eisen, Nickel und hochreinen FeNi-Legierungen im rekristallisierten Zustand sowie auf den ΔE -Effekt von Nickel und Eisen, ebenfalls im rekristallisierten Zustand.

Für Temperaturbereiche und Werkstoffzustände ist vorherrschendem Einfluß der Wandwölbung erlaubt sich in I im wesentlichen folgendes:

a) Der TG der Anfangssuszeptibilität $\chi_a = \chi - 1$ ist proportional zu $M_s/\sqrt{K_1}$, wobei die an dem betreffenden Werkstoff gemessenen Beträge der technischen Sättigungsmagnetisierung $M_s(T)$ und der Anisotropiekonstante $K_1(T)$ für die jeweiligen Temperaturen T einzusetzen sind. Diese Temperaturabhängigkeit von $\mu_a - 1$ ist nach I bei rekristallisiertem Nickel mit üblichen technischen Verunreinigungen auffällig gut erfüllt, und zwar für Meßwerte von KIRKHAM (1937) zwischen Raumtemperatur und etwa 200°C. Durch eine zahlenmäßige Abschätzung wurde ferner näher begründet, warum bei rekristallisiertem Nickel oberhalb 200°C offenbar nicht mehr die Wandwölbung den maßgebenden Elementarvorgang für die Anfangspermeabilität liefern kann, so daß bei höheren Temperaturen ein wesentlich anderer TG beobachtet wird.

b) Der TG des sogenannten ΔE -Effekts $\Delta(1/E) = 1/E_0 - 1/E$ ist proportional zu $\lambda_s^2/(M_s \cdot \sqrt{K_1})$, wobei $\lambda_s = \Delta l/l_s$ die Längsmagnetostraktion bei der technischen Sättigungsmagnetisierung M_s gegenüber dem paualen unmagnetischen Ausgangszustand ($M = 0$, $\lambda_s = 0$) bedeutet. Auch dieser TG des Modells der Wandwölbung stimmt nach I mit den entsprechenden Meßergebnissen von W. KÖSTER an rekristallisiertem Nickel zwischen -180 und +200°C genau überein.

c) Die gemessenen Beträge von μ_a und $\Delta(1/E)$ können zunächst für die oben genannten Metalle und Legierungen auf die stets gleiche Größenordnung des Werkstoffparameters $s^2/b = 10^{-4} \dots 10^{-3}$ cm zurückgeführt werden, wobei s eine wirksame mittlere Spannweite² der — aus gewissen Gründen — zylinderförmig angenommenen Auswölbungen, b die durchschnittliche Dicke lamellenförmiger WEISScher Elementarbezirke bedeuten. Die zur quantitativen Erklärung der bekannten Meßwerte von μ_a erforderliche Größenordnung von s deckt sich gut mit den aus völlig anderen Untersuchungen bekannten mittleren Abständen $10^{-4} \dots 10^{-3}$ cm gewisser Kristallbaufehler (z.B. Versetzungen, Versetzungsknoten und Ausscheidungen an diesen Fehlstellen), die bei inreichend schwachen Feldänderungen anscheinend als Haftstellen (Fixierpunkte) für Blochwände wirken können³.

Auch im Hinblick auf das Folgende muß besonders hervorgehoben werden, daß die experimentell so überraschend genau bestätigten TG nach a) und b) in I aus der durchaus nicht selbstverständlichen Annahme folgen, daß die Größe s^2/b nicht merklich von der Temperatur abhängt. Das ist zwar für die wirksame mittlere Spannweite s der Auswölbungen bei nicht zu hohen Temperaturen ohne weiteres plausibel, nicht aber für die durchschnittliche Dicke b der WEISSchen Bezirke, die grundsätzlich von der Temperatur abhängen sollte, falls sich in dem fraglichen Temperaturbereich jeweils das thermische Gleichgewicht in der räumlichen Verteilung der Elementarbezirke einstellen kann.

Die in I mitgeteilten Befunde sprechen zwar dafür, daß man mindestens bei Nickel unter etwa 200°C mit einer weitgehenden Temperaturunabhängigkeit von b rechnen darf, lassen aber den Wunsch offen, diese besondere Voraussetzung auch an möglichst vielen anderen Werkstoffen zu prüfen. Ein weiterer Anlaß für zusätzliche Vergleiche mit experimentellen Zahlenwerten ist durch ein zweites erhebliches Bedenken gegen das primitive Modell der Wandwölbung gegeben, auf das in I schon genauer eingegangen wurde. Besonders bei Werkstoffen mit sehr hoher Kristallanisotropie (z.B. Kobalt) sollte man nach I erwarten, daß sich im Betrag und TG von μ_a ein zusätzlicher Einfluß einer Versteifung der nur angenähert zylinderförmig gewölbten Blochwand bemerkbar macht, der durch scheinbare magnetische Ladungen der gekrümmten Wände und entsprechende innere Streufelder entstehen könnte. Aus bekannten theoretischen Abschätzungen folgt, daß in diesem Falle einer merklichen Mitwirkung solcher Flächenladungen keine Proportionalität des TG von $\mu_a - 1$ mit $M_s/\sqrt{K_1}$ erwartet werden dürfte, weil die „effektive“ Wandenergie beim Auswölben dann nicht überall proportional zu $\sqrt{K_1}$ sondern teilweise auch proportional zu K_1 anzusetzen ist [2].

In der vorliegenden Mitteilung II wird nun zunächst nachgewiesen, daß diese beiden wesentlichen Bedenken gegen die stark vereinfachten Voraussetzungen für die in I abgeleiteten Beziehungen nicht nur bei Nickel sondern auch bei Mn_2Sb , Kobalt und Eisen durch den gemessenen TG von $\mu_a - 1$ entkräftet werden, da dieser auch bei den genannten Stoffen mit verschiedener Kristallsymmetrie (tetragonal, hexagonal bzw. regulär) und teilweise sehr großer Kristallanisotropie erstaunlich genau proportional zu $M_s/\sqrt{K_1 + K_2}$ (Mn_2Sb , Co) bzw. $M_s/\sqrt{K_1}$ (Fe , Ni) verläuft. Ergänzend hierzu wird eine spätere Mitteilung III den Nachweis erbringen, daß die sehr unterschiedlichen Meßwerte μ_a dieser Stoffe und auch gewisser ferrimagnetischer Oxyde ähnlich wie in I auf die gleiche Größenordnung $s = 10^{-4}$ bis 10^{-3} cm der wirksamen mittleren Spannweiten der Wandwölbung zurückgeführt werden können wie bei Nickel und den FeNi-Legierungen [1]. Mit dem gleichen Betrage s können somit gemessene Anfangspermeabilitäten zunächst im gesamten Größenbereich zwischen etwa 5 und 10000 aus dem Vorgang der reversiblen Wandwölbung größenordnungsmäßig abgeleitet werden.

¹ Im folgenden mit I bezeichnet. Der Inhalt von I wird in der vorliegenden Abhandlung als bekannt vorausgesetzt.

² Anm. bei der Korrektur: Die nach Drucklegung dieser Abhandlung veröffentlichten neuen Meßergebnisse von W. R. HARRARD und C. G. DUNN über mittlere Versetzungsabstände bei etwa $s = 0,7 \cdot 10^{-3}$ cm in Einkristallen aus Eisen-Silizium (1% Si) [12] verstärken die Vermutung, daß die Versetzungen zu den wesentlichen Hindernissen der Wandbewegung im Sinne unserer Hypothese der zylindrischen Auswölbungen gehören; näheres in [11].

2. Temperaturgang der Anfangsuszeptibilität in der Richtung der tetragonalen Hauptachse von Mn_2Sb

Für die weitere Prüfung der in I abgeleiteten Beziehungen sind die Meßbefunde von GUILLAUD und Mitarbeitern an Einkristallen aus Mn_2Sb besonders wertvoll [3], [4], [5]. Diese Mangan-Antimon-Verbindung kristallisiert in tetragonaler Symmetrie. Oberhalb etwa $-36^\circ C$ ist die tetragonale Hauptachse [001] die Richtung leichtester Magnetisierbarkeit, wobei die gemessene Anisotropie der re-

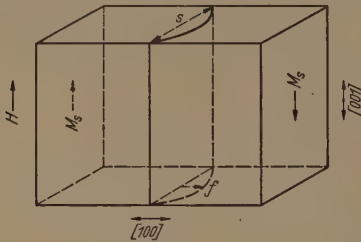


Abb. 1. Zylinderförmige Auswölbung einer 180° -Wand im magnetisierenden Feld $H \parallel [001]$ (tetragonale Hauptachse) bei Mn_2Sb im Temperaturbereich $T > -36^\circ C$; schematisch.

versiblen Magnetisierungsarbeit ebenso wie bei Co-Einkristallen in guter Näherung durch

$$E_\theta - E_0 = K_1 \sin^2 \vartheta + K_2 \sin^4 \vartheta \quad (1)$$

wiedergegeben werden kann; ϑ ist der Winkel zwischen Hauptachse und magnetisierendem Feld H , [5, vgl. 6, S. 576, Abb. 12–21]. Wie in der späteren Mitteilung III noch ausführlich begründet wird, ist die Flächenenergie γ_{180° der 180° -Blochwand im tetragonalen Mn_2Sb oder im hexagonalen Kobalt

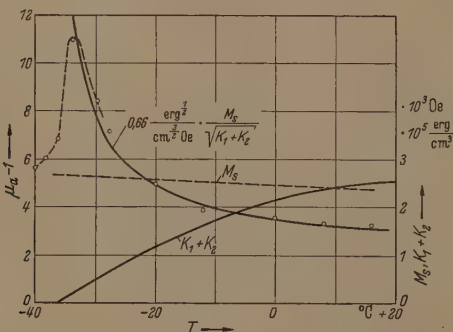


Abb. 2. Meßwerte (O) der Anfangsuszeptibilität $\mu_a - 1$ eines Mn_2Sb -Einkristalls bei $H \parallel [001]$, der Sättigungsmagnetisierung M_s und der Kristallanisotropie $K_1 + K_2$ in Abhängigkeit von der Temperatur T nach GUILLAUD [3], [4], [5]. (—) Theoretischer Temperaturgang, proportional zu $M_s / \sqrt{K_1 + K_2}$

zwar nicht genau, aber angenähert proportional $\sqrt{K_1 + K_2}$, so daß entsprechend I im Temperaturbereich vorherrschender Wandwölbung ein TG von $\kappa_a = \mu_a - 1$ proportional zu $M_s / \sqrt{K_1 + K_2}$ erwartet werden sollte, wenn das magnetisierende Feld H bei $T > -36^\circ C$ parallel zur tetragonalen Hauptachse [001] angelegt wird. Wegen der einachsigen Symmetrie muß in diesem Falle das schematische Modell nach Abb. 5 in I für 90° -Wände durch Abb. 1 für 180° -Wände ersetzt werden. Die Zylinderachse der Wandkrümmung ist parallel zur spontanen Magnetisierung M_s der beiden benachbarten WEISSschen

Bezirke, zwischen denen sich die Wand unter dem Druck $2\mu_0 M_s H$ der Feldenergie auswölbt; vgl. [1].

In Abb. 2 sind die von GUILLAUD gemessenen Anfangsuszeptibilitäten $(\mu_a - 1)$ [3], [4], Sättigungsmagnetisierungen M_s [4] und Anisotropiekonstanten $K = K_1 + K_2$ [5] im Temperaturbereich $-36 \dots +16^\circ C$ eingetragen. Für die Messung von μ_a wurde das Feld H in diesem Falle parallel zu [001] angelegt (s. Abb. 1). Die Meßwerte von $K_1 + K_2$ in Abb. 2 enthalten einen kleinen, hier unwesentlichen Fehler, da GUILLAUD nur $K' = K_1 + K_2 + K_3/4$ als Funktion von T angegeben hat, während wir $K = K_1 + K_2 = E_{100} - E_{001}$ benötigen [5]. Nach den Meßbefunden von GUILLAUD ist jedoch die Anisotropie in der tetragonalen Basisebene $(E_{110} - E_{100} = K_3/4)$ gegenüber K mindestens im Temperaturbereich von Abb. 2 so gering, daß sie für unsere Prüfung der Theorie vernachlässigt werden darf.

Leider gibt GUILLAUD — vielleicht wegen unzureichender Meßgenauigkeit — nicht auch Zahlenwerte für den Temperaturgang von K_3 unterhalb $-36^\circ C$ an, wo [100] die Richtung leichtester Magnetisierbarkeit (Vorzugslage) wird. Deshalb ist es hier noch nicht möglich, seine Meßwerte $\mu_a - 1$ für $H \parallel [100]$ und $T < -36^\circ C$ mit dem im Falle vorhersehender Wandwölbung dort erwarteten Temperaturgang proportional zu $M_s / \sqrt{K_3}$ zu vergleichen.

Aus den Meßwerten $M_s(T)$ und $K_1 + K_2 = K(T)$ in Abb. 2 wurde $M_s / \sqrt{K_1 + K_2}$ berechnet und mit dem gleichen empirischen Anpassungsfaktor für alle Temperaturen so eingezeichnet, daß ein Vergleich mit dem gemessenen TG von $\mu_a - 1$ möglich ist. Die ausgezogene Kurve in Abb. 2 entspricht der Gleichung¹

$$\kappa_a = (\mu_a - 1)_{Mn_2Sb} = 0,66 \frac{\text{erg}^{1/2}}{\text{cm}^{3/2} \text{Oe}} \frac{M_s}{\sqrt{K_1 + K_2}} \quad (2)$$

Der aus den primitiven Modell der Wandwölbung abgeleitete Temperaturgang mit $M_s / \sqrt{K_1 + K_2}$ wird durch die Messungen von GUILLAUD und Mitarbeitern nach Abb. 2 ebenso befriedigend bestätigt wie in I für Nickel unterhalb $200^\circ C$. Wie oben schon gesagt wurde, bleibt die quantitative Berechnung des Anpassungsfaktors in (2), also die Deutung des Btrages von $\mu_a - 1$ für $H \parallel [001]$ und $T > -36^\circ C$ aufgrund des Elementarvorganges der Wandwölbung einer späteren Mitteilung III vorbehalten.

Daß in der Richtung [100], quer zur Vorzugslage [001], bei $T > -36^\circ C$ ein anderer TG von $\mu_a - 1$ — nämlich angenähert proportional zu $M_s^2 / (2K_1)$, gemessen wird, hat GUILLAUD im Einklang mit der theoretischen Erwartung für reine „Drehprozesse“ bereits nachgewiesen [4]. In diesem Falle können keine merklichen Wandwölbungen auftreten (Abb. 1).

Ebenso wie bei den FeNi-Legierungen (vgl. I) wird die Anfangspermeabilität beim Nulldurchgang von K (bei etwa $-36^\circ C$ für Mn_2Sb) praktisch nicht unendlich groß, weil bei verschwindender Kristallanisotropie andere Wandhemmungen, z.B. infolge von magnetostriktiven Eigenspannungen, die Anfangspermeabilität nach oben begrenzen. GUILLAUD

¹ Definition der hier benutzten Größengleichungen und Maßeinheiten wie in I (vgl. z.B. U. STILLE: Messen und Rechnen in der Physik. Vieweg, Braunschweig 1955).

bei Mn_2Sb in der Richtung [001] für $T = 4^\circ C$ den Maximalwert $\mu_a = 12$ gemessen (vgl. Abb. 2).

3. Kobalt, Eisen, Nickel

Abb. 3 enthält die entsprechenden Meßwerte der Anfangssuszeptibilitäten $\mu_a - 1$ von rekristallisierten kristallinen Proben aus Kobalt, Eisen und Nickel in Abhängigkeit von der Meßtemperatur T . Für den Vergleich mit dem theoretisch vermuteten TG sind ebenfalls ebenso wie in Abb. 2 die aus $M_s(T)$ und $K(T)$ berechneten ausgezogenen Kurven eingezeichnet (—).

a) Kobalt. Die Anfangssuszeptibilität $\mu_a - 1$ von vielkristallinem Kobalt wurde von KAHAN gemessen [7]. Seine Meßpunkte im Temperaturbereich $+20 \dots +234^\circ C$ decken sich erstaunlich genau mit der in Abb. 3 ausgezogenen Vergleichskurve

$$\mu_a = (\mu_a - 1)_{Co} = 4,1 \frac{\text{erg}^{1/2}}{\text{cm}^{3/2} \text{ Oe}} \cdot \frac{M_s}{\sqrt{K_1 + K_2}} \quad (3)$$

den bekannten Zahlenwerten $M_s(T)$ und $K_1 + K_2 = 7,3$ (Abb. 8—3 und Abb. 12—12). Der steile Anstieg von $\mu_a - 1$ oberhalb $200^\circ C$ beruht auf dem Nullgang von $K_1 + K_2$ bei etwa $250^\circ C$.

Wegen der hexagonalen Kristallsymmetrie des Kobalts muß man ebenso wie bei Mn_2Sb mit Wölbungen von 180° -Wänden, nicht 90° -Wänden, rechnen. Dabei können reine Drehprozesse nur einen sehr geringen Anteil der gemessenen Anfangspermeabilität verursachen, da für quasiisotropes vielkristallines Kobalt $(\mu_a - 1)_{rot} = \frac{\mu_a M_s}{3 K_1} \approx 2$ ($20^\circ C$) gilt.

b) Eisen. Die Meßwerte der Anfangspermeabilität μ_a von rekristallisiertem vielkristallinem Eisen für Abb. 3 einer besonders sorgfältigen Unternehmung von FAHLENBRACH entnommen [8]. Die gezogene Kurve entspricht der Gleichung

$$\mu_a = (\mu_a - 1)_{Fe} = 7,3 \frac{\text{erg}^{1/2}}{\text{cm}^{3/2} \text{ Oe}} \cdot \frac{M_s}{\sqrt{K_1}} \quad (4)$$

den bekannten Zahlenwerten $M_s(T)$ und $K_1(T)$, z. B. [6, Abb. 12—11]. Für den Temperaturbereich oberhalb $600^\circ C$ wurden die Anisotropiekonstanten $K_1(T)$ aus der durch Extrapolation der gemessenen $K_1(T)$ -Kurve [6, Abb. 12—11] ermittelten hergeleitet

$$K_1 \approx 0,9 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{ grd}^2} \cdot (T_0 - T)^2 \quad (5)$$

berechnet. $T_0 = 770^\circ C$ ist die CURIEtemperatur des Eisens. Obwohl sich (5) oberhalb $500^\circ C$ ziemlich gut an Meßwerten anschließt, muß die in Abb. 3 für Eisen eingetragene Vergleichskurve nach Gl. (4) oberhalb etwa $600^\circ C$ vorläufig als sehr ungenau betrachtet werden.

Die Meßpunkte von FAHLENBRACH folgen sehr bedingend der Proportionalität mit $M_s/\sqrt{K_1}$ nach Gl. (4), mindestens in dem großen Temperaturbereich zwischen -180 und etwa $600^\circ C$. Das ist besonders wertvoll, weil im Gegensatz zu Mn_2Sb , Kobalt und Nickel die Proportionalität von $\mu_a - 1$ mit $\sqrt{K_1}$ bei Eisen noch erheblich oberhalb $200^\circ C$ gültig ist. Bei Temperaturen bis etwa $600^\circ C$ kann man durchaus vermuten dürfen, daß durch

thermische Veränderung der Wandabstände b (Größenänderung der WEISSschen Bezirke) eine deutliche Abweichung der Meßpunkte von der theoretischen Kurve (4) auftreten könnte. Daß andererseits die Wandwölbung bei Eisen nicht so wie bei Nickel schon wesentlich unterhalb der CURIEtemperatur durch die andersartige Wirkung von magnetostriktiven Spannungen überdeckt wird, war in I schon zahlenmäßig begründet worden.

Wie in der Veröffentlichung von FAHLENBRACH näher ausgeführt wird, beruht das in Abb. 3 sichtbare Minimum von μ_a nahe bei $600^\circ C$ auf einer Relaxationserscheinung. Bei weiteren Vergleichen des theoretischen TG nach (4) mit experimentellen Befunden ist zu beachten, daß bei Eisen und anderen Werkstoffen auch in anderen Temperaturbereichen gelegentlich starke Anomalien des TG von μ_a durch Relaxation auftreten, die erhebliche Abweichungen von der Proportionalität mit $M_s/\sqrt{K_1}$ verursachen können; vgl. [8].

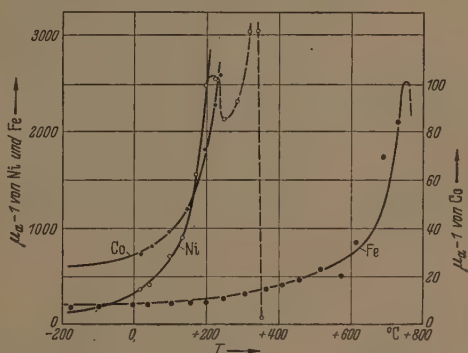


Abb. 3. Gemessene Anfangssuszeptibilitäten $\mu_a - 1$ in Abhängigkeit von der Temperatur T (• Kobalt [7], • Eisen [8], • Nickel [9]). Entsprechende theoretische Temperaturgänge (—), proportional zu $M_s/\sqrt{K_1 + K_2}$ bei Co bzw. zu $M_s/\sqrt{K_1}$ bei Fe und Ni.

c) Nickel. Die Meßpunkte und die Vergleichskurve

$$\mu_a = (\mu_a - 1)_{Ni} = 13 \frac{\text{erg}^{1/2}}{\text{cm}^{3/2} \text{ Oe}} \cdot \frac{M_s}{\sqrt{K_1}} \quad (6)$$

für Nickel sind zur Vervollständigung der Abb. 3 der früheren Mitteilung I entnommen [1, Abb. 2]. Zur zahlenmäßigen Auswertung von Gl. (6) wurden die bekannten Meßwerte $M_s(T)$ und $K_1(T)$ benutzt [z. B. 6, Fig. 8—10; 1, Gl. (1)], wobei die Hinweise in I (Einleitung) zu beachten sind. Weitere bekannte Meßergebnisse an Nickel bis herab zu $-180^\circ C$ liefern ebenfalls sehr genau den zu $M_s/\sqrt{K_1}$ proportionalen TG von $\mu_a - 1$ [7].

Die in Abb. 2 und 3 wiedergegebenen Befunde zeigen zunächst für Mn_2Sb , Kobalt, Eisen und Nickel eine überraschend genaue Bestätigung des aus dem Modell der Wandwölbung abgeleiteten Temperaturganges der Anfangssuszeptibilität. Es liegt nun nahe, durch systematische Versuchsreihen experimentell zu klären, welche sorgfältig dosierten Zustandsänderungen, z. B. Ausscheidungen oder geringe plastische Verformungen, merkliche Abweichungen von dem Temperaturgang nach (2), (3), (4) und (6) verursachen. Auf diesem Wege wird man weitere Auf-

schlüsse über die Elementarvorgänge gewinnen, die zur Anfangspermeabilität entscheidend beitragen. Über derartige Versuche wird später berichtet werden¹.

Bei einer systematischen experimentellen Untersuchung des Elementarvorganges der Wandwölbung wäre noch zu beachten, daß die in I abgeleitete Größenordnung $s = 10^{-4} \dots 10^{-3}$ cm für die mittleren Abstände der wirksamen Fixierstellen ungefähr übereinstimmt mit den entsprechenden Abständen der Versetzungsknoten, die aus der Theorie der inneren mechanischen Dämpfung sehr reiner Metallkristalle bekannt sind, und zwar für den Elementarvorgang der „Saitenschwingungen“ von Versetzungslinien [10], [13]. Die statischen Ausbiegungen oder dynamischen Schwingungen der Versetzungen unter dem Druck elastischer Kräfte sind den hier behandelten Auswölbungen der Blochwände nicht nur ganz analog, sondern beruhen offenbar in gewissen Fällen auf örtlich übereinstimmenden Fixierstellen. Diese Parallele wird lohnende experimentelle Fragestellungen für mechanische und magnetische Untersuchungen an sehr reinen Einkristallen ergeben.

4. Zusammenfassung

Im Anschluß an eine frühere Mitteilung [1] über eine quantitative Deutung der Anfangspermeabilität mit dem Elementarvorgang der Wölbung (Krüm-

¹ Anm. bei der Korr.: Das Modell der zylindrischen Wandwölbung ergibt anscheinend auch eine quantitative Theorie der Koerzitivkraft rekristallisierter Werkstoffe mit handelsüblicher technischer Reinheit [11].

mung) von Blochwänden unter dem Druck der Energie werden weitere Vergleiche des theoretisch abgeleiteten Temperaturganges (TG) der Anfangspermeabilität mit experimentellen Befunden zusammengestellt. Obwohl physikalische Komplikationen, insbesondere thermische Größenänderungen der Weiss'schen Elementarbezirke, möglich erscheinen, die erhebliche Abweichungen ergeben müßten, liefern die aus der Literatur entnommenen Meßwerte der Anfangsuszeptibilität $\kappa_a = \mu_a - 1$ für Mn ($H \parallel$ tetragonale H. A. [001]), Kobalt, Eisen und Nickel überraschend genau den TG proportional $M_s/\sqrt{K_1 + K_2}$ bzw. $M_s/\sqrt{K_1}$, der aus der primitiven Berechnung der reversiblen Auswölbung von Blochwänden folgt [1].

Literatur: [1] KERSTEN, M.: Z. angew. Phys. 8, 313 (1956). — [2] WILLIAMS, H. J., R. M. BOZORTH u. W. SHOCKLEY: Phys. Rev. 75, 155 (1949). — [3] GUILLAUD, CH., R. F. TRAND u. R. VAUTHIER: Comp. rend. Acad. Sciences, Sitz. am 4. 4. 1949. — [4] GUILLAUD, CH.: J. Phys. et Rad. 492 (1951), Fig. 1. — [5] GUILLAUD, CH.: J. Rech. C. 1946, S. 27. — [6] BOZORTH, R. M.: Ferromagnetism, Nostrand Comp. New York 1951. — [7] KAHAN, T.: J. de Phys. 9, 105 (1938). — [8] FAHLENBRACH, H.: A. Eisenhüttenw. 23, 48 (1952), Bild 5. — [9] KIRKHAM, Phys. Rev. 52, 1162 (1939); (vgl. [6], S. 272). — [10] KOEHLER, J. S.: „Imperfections in nearly perfect crystals“, W. & Sons. New York 1952, S. 197. — [11] KERSTEN, M.: Z. angew. Phys. im Druck. — [12] HIBBARD jr., W. R. u. C. DUNN, Acta Met. 4, 306 (1956) Mai-Heft. — [13] GRANATIN u. K. LÜCKE: J. Appl. Phys. 27, 583 (1956).

Prof. Dr.-Ing. MARTIN KERSTEN,

TH Aachen, Institut für Werkstoffe der Elektrotechnik

Über den Nachweis von Fehlstellen bei der Reifenprüfung nach dem Ultraschall-Durchstrahlungsverfahren*

Von PAUL RIECKMANN

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 13. Januar 1956)

1. Einleitung

Bei der Fabrikation können in Autoreifen vor allem zwischen dem Gummi und der Gewebeeinlage Luft einschließen auftreten, die einen erhöhten und vorzeitigen Verschleiß des Reifens zur Folge haben. Ebenso können Risse und Lagelösungen im Reifen durch extreme mechanische Beanspruchungen während der Fahrt hervorgerufen und dadurch die Rentabilität der Runderneuerung eines solchen Reifens in Frage gestellt werden.

Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, solche Luft einschließen mit dem Ultraschall-Durchstrahlungsverfahren nachzuweisen, da schon dünnste Luftschichten von der Dicke einiger Molekülabstände den Schallübergang nahezu vollkommen sperren. Bereits 1945 hat MORRIS [1] auf ein solches Verfahren zur Reifenprüfung mit Ultraschallwellen hingewiesen. Seitdem wurden in den USA., in England und auch in Deutschland Reifenprüfgeräte zur kontinuierlichen Anzeige und Registrierung der Fehler entwickelt [2]—[7].

Bei den angewandten Verfahren wird der zu untersuchende Reifen bis zu einem Drittel in Wasser ge-

taucht, so daß sich auch das Innere des Prüflings zu einer bestimmten Höhe mit Wasser füllt. Gleichzeitig wird das Abtastgerät, bestehend aus einem Sende- und Empfangsteil, ins Wasser gebracht. Es hat den Vorteil, daß die Ankopplung bzw. Übertragung praktisch störungsfrei ist. Die vom piezoelektrischen Schallgeber ausgesandten Ultraschallwellen laufen von der Reifeninnenseite her senkrecht durch den Reifen und treffen auf der anderen Seite, hinter der Lauffläche, auf den Schallempfänger. Die Intensität der einfallenden Wellen wird mit einem Mikrophon über einen Verstärker gemessen. Wird ein Reifen in Umdrehung versetzt, so tritt, wenn Energiefluß zwischen Sender und Empfänger stört wird, d. h. sobald ein Luft einschluß zwischen Sender und Empfänger gelangt, eine Abnahme hindurchgelassenen Schallintensität ein, die vom Empfänger-Verstärker-System angezeigt wird. Die Dauer der Messung abzukürzen, erzeugt Schallsender bei den bekannten Geräten ein dichtes Schallfeld, so daß gleichzeitig mit mehreren Empfangsmikrophonen gearbeitet werden kann.

Der konstruktive Aufbau der gebräuchlichsten Geräte und damit auch die Prüftechnik blieben, abgesehen von geringen Abweichungen, bis heute prak-

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

unverändert. Die Ursache für die nur langsam schreitende Entwicklung ist darin zu suchen, daß die Bedingungen für die Fehlerortung in Gummi mit Cordeinlage besonders schwierig sind. Die Fehleranzeige beim Durchstrahlungsverfahren erfordert eine hohe Konstanz der Sende- und der Empfangsapparatur. Außerdem muß der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit durch geeignete Benetzungsmittel möglichst ausgeschaltet werden. Die Durchbarkeit des Verfahrens wird heute kaum noch durch Benetzungsschwierigkeiten, die anfangs sehr großen, geschmälert, wenn auch in dieser Hinsicht manche Wünsche noch nicht erfüllt sind.

Die Fehlererkennbarkeit bei dem Durchstrahlungsverfahren hängt im wesentlichen von den für den Schalldurchgang zum Teil ungünstigen Benetzungsflächen des Prüflings und auch von dessen Härte oder weniger guter Strukturbeschaffenheit ab. Die Schallgeschwindigkeit im Gummi weicht zwar wenig von der im Wasser ab, und die Brechung der Schallstrahlen ist infolgedessen gering, jedoch einflußt die Profilierung des Reifens die hindurchtretende Schallwelle, da die Absorption im Gummi nicht vernachlässigbar klein ist. Daher führt eine starke Profilierung bei rotierendem Reifen im Prüfling zu erheblichen Amplitudenschwankungen an den Mikrofonen, die sich der Fehleranzeige überlagern und diese unter Umständen verdecken können. Bekanntlich steigt die Schallabsorption proportional zur Frequenz an, so daß die Profileinflüsse mit steigender Frequenz immer größer werden. Aus diesem Grunde arbeiten die bekannten Verfahren nur mit Frequenzen bis zu 100 kHz.

Mit wachsenden Ansprüchen an die Reifengüte ergibt sich die Notwendigkeit einer Verbesserung der Prüfgeräte. Trotz einiger Verbesserungsversuche in jüngster Zeit sind bisher kaum systematische Untersuchungen in dieser Richtung durchgeführt worden. In dieser Arbeit werden Untersuchungen über die günstige Formgebung der Mikrophone für die Fehleranzeige angestellt. Alle Messungen wurden bei einer Frequenz von 200 kHz durchgeführt, um durch die Verkleinerung der Wellenlänge die Fehlererkennbarkeit weiter zu steigern. Es wurde angestrebt, noch halbstunden bis herunter zu 5 mm Durchmesser nachzuweisen. Da bei 200 kHz die Wellenlänge in Wasser und Gummi etwa 7,5 mm beträgt und das Mikrofon nach der Reifendicke einen Abstand von 1 cm bis 2 cm von der Fehlstelle hat, befindet sich das Mikrofon nicht mehr in dem durch die Fehlstelle hervorgerufenen Kernschattengebiet. Vielmehr müssen bei der Festlegung der günstigsten Mikrofonform die Beugungserscheinungen mit berücksichtigt werden. Der Versuch, die Beugungserscheinungen hinter der Fehlstelle vorherzuberechnen, erscheint wenig aussichtsreich, weil die mathematische Behandlung unter vereinfachenden Voraussetzungen möglich ist, die im praktischen Versuch meistens nicht erfüllt wird. Auch das punktweise Ausmessen des Schallfeldes hinter einer Fehlstelle nach Betrag und Phase ist recht umständlich und zeitraubend. Um einen schnellen Überblick über das hinter den Fehlstellen vorhandene Schallfeld zu gewinnen, wird in dieser Arbeit eine neuartige optische Schallfelddarstellung angewandt, aus der sich die Schalldruckamplituden und näherungsweise die Richtung der Schallwellen in

jedem Punkt des Feldes direkt ablesen lassen. Nach dieser Methode läßt sich der optimale Durchmesser der Mikrophone leicht abschätzen.

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die unter Berücksichtigung weiterer Überlegungen entwickelten Rechteckmikrophone in einem reflexionsfreien Wassertrog auf ihre Brauchbarkeit untersucht.

2. Optische Darstellung von Schallfeldern unterhalb von 1 MHz

a) Grundlagen des Verfahrens

Das Problem der Schallfelddarstellung unterhalb von 1 MHz ist gerade in jüngster Zeit mehrfach bearbeitet worden [8]—[10]. Um aus der Abbildung des Schallfeldes die Schalldruckamplitude und die Richtung der Schallwellen in einfacher Weise entnehmen zu können, wurde in dieser Arbeit ein neuartiges Verfahren angewandt, dem folgender Gedanke zugrunde liegt:

Ein paralleles Lichtbündel, dessen Durchmesser klein im Verhältnis zur Schallwellenlänge ist, durchläuft die in Wasser abgestrahlte Schallwelle senkrecht zu ihrer Fortpflanzungsrichtung. Dabei wird es periodisch entsprechend der Dichteschwankung abgelenkt und sein Bildpunkt auf einem Schirm senkrecht zur Schallwellenfront zu einem Strich auseinandergezogen. Die Länge dieses Striches ist proportional zur Schalldruckamplitude.

Für den maximalen Ablenkungswinkel α , um den das Lichtbündel periodisch ausgelenkt wird, gilt die Beziehung [11]:

$$\alpha = \frac{l \cdot \Delta n \cdot 2\pi}{n \cdot \lambda} = k \cdot \frac{l}{\lambda} \Delta p.$$

Darin bedeuten l die Länge des Lichtweges in der Schallwelle, n der Brechungsindex der Flüssigkeit, λ die Schallwellenlänge und Δp die Schalldruckamplitude.

Für Wasser beträgt die Konstante $k = 7,79 \cdot 10^{-11} \text{ g}^{-1} \text{ cm sec}^2$. Sobald das Schallfeld unter Benutzung eines Lochblendensystems von vielen Lichtbündeln in regelmäßigen Abständen durchstrahlt wird, erhält man auf diese Weise einen Überblick über die Verteilung der Schalldruckamplitude und die Richtung der Schallwellen. Durch Festhalten des Bildes auf einer photographischen Platte wird eine genauere Auswertung ermöglicht.

b) Aufbau der Versuchsanordnung

Abb. 1 gibt eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaues. Das von einer punktförmigen Lichtquelle kommende Licht wird durch eine Kondensorlinse parallel gemacht und trifft auf einen Lochblendenschirm aus Aluminiumfolie, in welchem mit einer feinen Nadel gleichmäßige Löcher mit einem waagerechten Abstand von 2 mm und einem Vertikalabstand von 4 mm eingestochen sind. So erhält man hinter dem Schirm viele einzelne Lichtstrahlenbündel mit gleichen Zeilen- und Kolonnenabständen. An jeder einzelnen Lochblende tritt Beugung auf, so daß die Lichtstrahlenbündel schwach divergieren. Während in unmittelbarer Nähe der Blenden noch keine merkliche Verbreiterung der Strahlen festzustellen ist, beträgt in einem Abstand von einem Meter die wirksame Querausdehnung der Lichtbündel etwa 2 mm. Die vom Lochblenden-

schirm ausgehenden Lichtbündel durchsetzen den Wassertrog mit dem Schallfeld und treffen auf eine Linse von 50 cm Brennweite, die die Lochblenden auf den Schirm oder auf eine photographische Platte abbilden.

Der Flüssigkeitstrog aus planparallelen Glasscheiben ist 32 cm lang, 14 cm breit und 55 cm hoch und mit entgastem Wasser gefüllt. Als Schallgeber dient eine Schwingplatte aus Bariumtitanat mit einem Durchmesser von 75 mm, die in einem Messinggehäuse gehalten ist und in der Resonanzfrequenz betrieben wird. Dabei beträgt der Durchmesser der freistrahenden Fläche 7,0 cm. Es besteht die Möglichkeit, den Schallgeber seitlich zu verschieben und um kleine Winkel zu schwenken, so daß der Wellenvektor der Schallwellen senkrecht zum optischen Strahlengang verläuft. Bei den Versuchen betrug die gesamte akustisch abgestrahlte Leistung etwa 100 bis 150 Watt. Zur Erzeugung fortlaufender Wellen im Wassertrog befindet sich auf dem Boden des Gefäßes eine keilförmige Schallschluckanordnung aus Kunststoff (Trolen 200), die sich bei allen Versuchen gut bewährt hat.

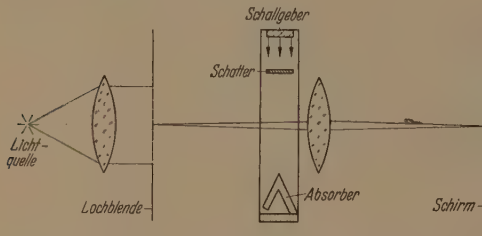


Abb. 1. Optische Versuchsanordnung zur Sichtbarmachung fortschreitender Ultraschallwellen durch das Verfahren der Brechung von Lichtstrahlenbündeln, deren Querausdehnung klein gegenüber der Schallwellenlänge ist.

c) Ergebnisse

Um die Schallbeugungserscheinungen zunächst unabhängig von den Einflüssen des Reifens zu beobachten, wurde als Nachbildung der Luft einschlüsse im Reifen ein Streifen aus geschäumtem Styropor-Blockmaterial von 1,0 bzw. 0,5 cm Breite, 0,1 cm Dicke und 10 cm Länge in einer Entfernung von etwa 10 cm vom Schallgeber angebracht. Von den zur Verfügung stehenden Materialien hat sich Schaumpolystyrol für die Nachbildung einer Fehlstelle am besten bewährt, da es den Schall vollkommen reflektiert, auch wenn es längere Zeit im Wasser liegt. Durch eine geeignete Wahl des Abstandes zwischen Fehlstelle und Schallgeber ließen sich vor dem Schattner stehende Wellen weitgehend vermeiden. Die Styroporstreifen lagen in der Längsrichtung parallel zu den Lichtbündeln. Auf diese Weise wurde eine zweidimensionale Abbildung der Beugungserscheinungen auf dem Schirm erzielt.

Die Abbildungen 2 und 3 geben die Schallfelder hinter einem Schatter von 0,5 cm und 1 cm Breite wieder, die mit einer Belichtungsdauer von 1/200 sec aufgenommen wurden. Dabei sind die Konturen der Schatter nachträglich in die Aufnahme eingezeichnet. Beide Aufnahmen zeigen eine ähnliche Struktur der Schallfelder. In beiden Fällen reicht der Kernschatten bei dem in Frage kommenden Abstand von 1 bis 6 cm nicht mehr bis zum Empfänger. Vielmehr muß für die Anzeige der Fehlstelle das durch diese

verursachte Interferenzfeld in Betracht gezogen werden. Aus den Aufnahmen ergibt sich, daß günstigste Querausdehnung des Mikrophons etwa 30 mm beträgt. Da die Wellenfronten in erster Näherung senkrecht zu den einzelnen Strichen lauten müssen, sieht man, daß die Wellenfronten nicht eben sind. Das hat zur Folge, daß auch die Phasenlage des Schalldruckes an den verschiedenen Punkten der Mikrophons die Fehleranzeige verbessert.

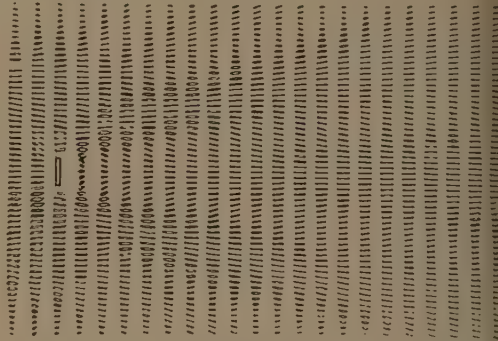


Abb. 2. Ultraschallfeld hinter einem Schatter von 0,5 cm Breite. $D = 0,5$ cm.

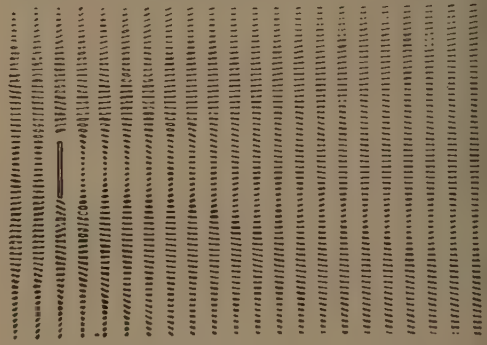


Abb. 3. Ultraschallfeld hinter einem Schatter von 1,0 cm Breite. $D = 1,0$ cm.

3. Messungen im reflexionsfreien Wassertrog

a) Der Meßtrog

Das Wasserbecken hat eine Grundfläche von 120×64 cm und eine Höhe von 56 cm. Boden und Wände des Beckens sind mit keilförmigen Absorbern aus Gummi ausgekleidet. In einigen Zentimetern Abstand von einer Stirnwand des Troges befindet sich der Ultraschallsender. Als Wandler dient bei den optischen Versuchen eine Bariumtitanat-Schwingplatte, die in ihrer Eigenfrequenz von 200 kHz betrieben wird. Der Durchmesser der wirksamen Sendefläche beträgt 7,0 cm. Ein Meßsender mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1 Watt liefert Hochfrequenzenergie, die über eine geschirmte Leitung der Schwingplatte zugeführt wird.

Die zur Verfügung stehende Energie reichte die Versuche bei weitem aus. Zur Vermeidung stehender Wellen infolge der Schallreflexion an den Fehlstellen, am Reifen oder an den Mikrophons wurde dicht vor dem Schallgeber eine Gummipolsterung von 3 cm Dicke angebracht. Der Schallsender wurde so justiert, daß der Schallstrahl in Richtung der Längsachse des Meßtrog verließ.

b) Das Mikrophon

Nach den optischen Messungen liegt die günstig-Querabmessung des Mikrophons bei etwa 3 cm. de bei feststehendem Sender und bei feststehen-Mikrophon eine kleine Fehlstelle über die Mitte Mikrophons hinweggeführt werden, so würde man

bei einem runden Mikro-phon zweifellos eine recht günstige Fehleranzeige erhalten. Gleichzeitig würde sich jedoch infolge der relativ großen Fläche des Mikrophons der störende Ein- fluß stehender Wellen zwischen dem Mikrophon und dem Reifen bemerkbar machen. Das läßt sich durch den Übergang zu einem Rechteckmikrophon vermeiden, dessen Länge nach wie vor 3 cm beträgt, das aber nur eine wesentlich geringere Querausdehnung besitzt. Daher wurden bei den Messungen Rechteckmikro- phone mit einer Breite von 5, 10 und 15 mm benutzt, deren Eigenschaften mit- einander verglichen wurden.

Abb. 4 zeigt schematisch den Aufbau der verwen- ten Schallempfänger. Als druckempfindliche Ele- mente dienen Bariumtitanatscheiben von 30 mm

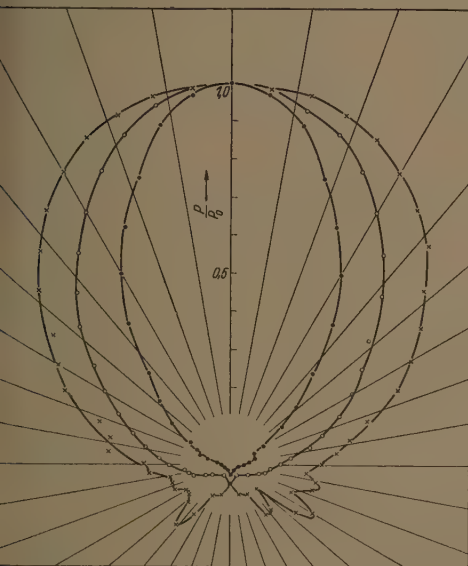


Abb. 5. Richtcharakteristiken der verwendeten Schallempfänger verschiedener Schwingplattenbreite b (mm).

1. b = 2,5 + + +; 2. b = 5,0 ° ° °; 3. b = 10,0

ge und 2,5, 5,0 und 10 mm Breite. Die Reso- nanzfrequenz der Dickenschwingung liegt etwa bei 1 MHz. Dadurch ist das aperiodische Arbeiten der trophone in dem interessierenden Frequenzbereich fähig. Große Schwierigkeiten bereitete die stische Trennung der Schwingplatte vom Mikro- ongehäuse. Wie bei den künstlichen Fehlstellen, so

hat sich auch hier als Isolierung Styropor-Blockma- terial am besten bewährt. Schwingplatte und Styro- porisolation sind mit einem Wachsgemisch in das Messinggehäuse eingekittet und auf der Wasserseite mit einer dünnen Schicht Leitsilber überzogen.

Abb. 5 zeigt die Richtwirkung der drei Mikro- phone um ihre Längsachse. Die Mikrophoneausgangs- spannung wurde mit einem handelsüblichen Millivolt- meter gemessen. Wie zu erwarten, wächst die Richt- wirkung mit zunehmender Mikrophonbreite. Es tre- ten nur kleine Unregelmäßigkeiten auf, da der Auf- bau der Empfänger besonders einfach und die Schwingplatte praktisch spannungsfrei gehalten ist.

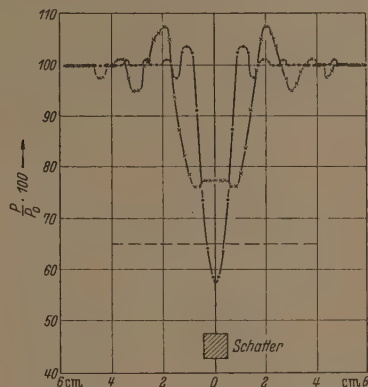


Abb. 6. Schalldruckverteilung in verschiedenen Abständen (a) von einem quadratischen Schatter von 10 mm Kantenlänge, gemessen durch seitliches Verschieben des Schatters.

1. B — — — — — a = 6,0 cm; 2. x — x — x a = 1,0 cm; 3. — — — — — a = 0 cm (direkt aufgelegt).

c) Messungen an Fehlstellen ohne Reifen

Alle Messungen an Fehlstellen wurden bei fest- stehendem Schallgeber- und -empfänger ausgeführt, die sich in einem gegenseitigen Abstand von 42 cm befanden. Dabei wurden die Fehlstellen in verschie- denen Abständen vom Mikrophon senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung weiterbewegt, wie es den Verhältnissen im Reifenprüfgerät entspricht.

Zunächst wurde die Schalldruckverteilung hinter drei verschiedenen breiten Streifen aus Styropor (5,0, 10,0 und 20,0 mm Breite) untersucht, die so ange- ordnet waren, daß die Längskante wie bei den Mikro- phonen vertikal verlief. Bei den Messungen wurden die Schatter langsam durch das Schallfeld bewegt und die maximale Schwächung der Schalldruck- amplitude bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Ta- belle 1 zusammengefaßt.

Es zeigt sich, daß die Amplitudenschwächung von der Querausdehnung des Mikrophons praktisch nicht

Tabelle 1.

Breite der Schatter in mm	Breite der Schallempfänger in mm		
	2,5	5,0	10,0
5,0	26	26	23
10,0	45	44	44
20,0	71	68	68

Maximale Schwächung (in %) der mittleren Schalldruck- amplitude in Abhängigkeit von der Querausdehnung der Schatter und der Schallempfänger, gemessen bei einem gleichbleibenden Empfängerabstand von 6 cm.

beeinflusst wird, solange die Mikrophonbreite kleiner oder gleich der des Schatters ist. Eine Verminderung der Fehleranzeige tritt erst ein, sobald die Querausdehnung des Mikrophones größer wird.

Die weiteren Messungen sind auf das 5 mm breite Mikrophon beschränkt. Abb. 6 gibt die Schalldruckverteilung hinter einem quadratischen Schatter aus Styropor mit 10 mm Kantenlänge wieder. In der Abszisse ist die seitliche Verschiebung des Schatters aus der Mittellinie zwischen Schallgeber und -empfänger angegeben, während die Ordinate die vom Mikrophon angezeigten Schalldruckamplituden in % der Amplitude des ungestörten Feldes darstellt. Zum Vergleich der bei einem Mikrophonabstand von 1 cm und 6 cm gemessenen Werte zeigt die gestrichelte Linie den Wert an, den man erhält, wenn der Schatter direkt am Mikrophon aufliegt. Da der Amplitudeneinbruch bei der in 1 cm Abstand gemessenen Kurve unter diesem Wert liegt, erkennt man, wie wichtig eine günstige Ausnutzung des Interferenzfeldes für eine optimale Fehleranzeige ist.

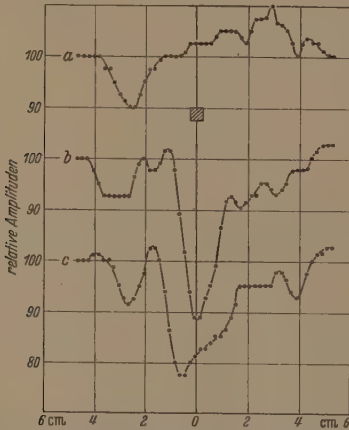


Abb. 7. Schalldruckverteilung in verschiedenen Entfernungen (e) von der Lauffläche eines 1,2 cm dicken Reifenstückes ohne (a) und mit (b und c) einem quadratischen Schatter von 5 mm Kantenlänge. a) $e = 1,0$ cm; b) $e = 0,5$ cm; c) $e = 6,0$ cm.

d) Messungen an Fehlstellen mit Reifen

Während bei einer Frequenz von 200 kHz bei den vorangehenden Messungen ohne Reifen selbst kleine Fehlstellen ohne Schwierigkeiten nachzuweisen sind, erhebt sich nun die Frage, wie weit die Fehleranzeige durch die störenden Einflüsse des Reifens verwischt wird. Die Abbildungen 7 und 8 stellen eine Auswahl von Messungen an Reifen dar, die eine relativ grobe Struktur aufwiesen und daher die Fehleranzeige besonders stark beeinträchtigten. Die Abszissen geben die seitliche Verschiebung der Fehlstellen wieder, während die Ordinaten die vom Mikrophon abgegebene Spannung in willkürlichen Einheiten darstellt.

Abb. 7 zeigt den Schalldruckverlauf hinter einem 1,2 cm dicken Reifenstück. Die Durchlaßkurve gibt ein Bild von der Profilierung der Lauffläche und der groben Struktur des Reifens. Wird an der Innenseite des Reifens eine quadratische Platte aus Styropor von 5 mm Kantenlänge angebracht, so erhält man die durch die Kurven b und c dargestellte Schalldruckverteilung. Dabei wird die Fehlstelle durch ein

deutliches Minimum angezeigt. In größerer Entfernung vom Reifen (Kurve c) macht sich die durch diesen hervorgerufene Schallbeugung und -brechung in einer Verschiebung des Minimums bemerkbar. In Abb. 8 tritt das Interferenzfeld bei dem 4,5 cm dicken Reifen noch stärker in Erscheinung. Immerhin ist auch hier die Fehlstelle noch zu erkennen.

Wie bereits erwähnt, wurden bei den letzten Versuchen relativ ungünstige Reifentypen ausgewählt. Bei glatteren Profilen ergibt sich eine wesentlich bessere Fehleranzeige. Die vorliegenden Ergebnisse wurden unter Laborbedingungen erzielt. In der Praxis der Reifenprüfung kann man nicht von vornherein gleich günstige Versuchsbedingungen erwarten; ist jedoch zu hoffen, daß bei sorgfältiger Arbeit auch in diesem Fall der Nachweis kleiner Fehlstellen selbst an Reifen mit ungünstiger Profilierung gelingt.

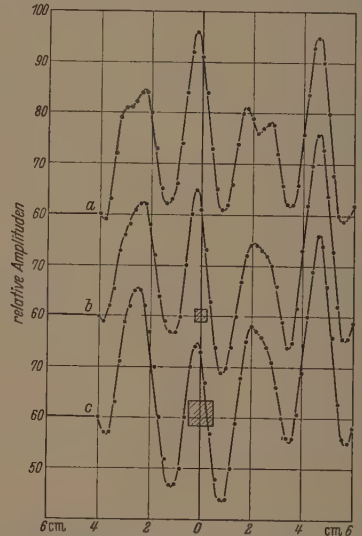


Abb. 8. Schalldruckverteilung in 1,0 cm Entfernung von der Lauffläche eines 4,5 cm dicken Reifenstückes. a) ohne Schatter; b) mit einem quadratischen Schatter von 5 mm Kantenlänge; c) mit einem quadratischen Schatter von 10 mm Kantenlänge.

Die Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen. Es ist beabsichtigt, Schallsender mit geeigneter Richtwirkung zu entwickeln, die es ermöglichen, sich in dem Interferenzfeld des Reifens weitgehend frei zu machen.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Nachweismöglichkeit von Fehlstellen bei der Reifenprüfung mit Ultraschall bei einer Frequenz von 200 kHz und die Entwicklung von für diesen Zweck geeigneten Mikrophonen. Um einen raschen Überblick über das durch eine kleine Fehlstelle hervorgerufene Interferenzfeld der Schallwellen zu gewinnen, wurde ein neuartiges Verfahren der optischen Schallfelddarstellung benutzt, bei dem ein System paralleler Lichtbündel, deren Durchmesser klein ist im Verhältnis zur Schallwellenlänge, durch das Schallfeld abgelesen wird.

Es zeigt sich, daß für den Nachweis kleiner Fehlstellen die Amplituden- und Phasenverteilung in dem durch sie hervorgerufenen Interferenzfeld ausgenutzt werden müssen. Die nach solchen Überlegungen er-

elten Rechteckmikrophone werden durch Messen in einem reflexionsfreien Wassertrog einer ungünstigen Unterzogen. Obwohl die Fehleranzeige durch eine starke Profilierung des Reifens beeinträchtigt, erscheint der Nachweis kleiner Fehlstellen möglich.

Herrn Dr. KOPPELMANN danke ich sehr für seine Hilfe und der Continental-Gummi-Werke AG Hannover für die Bereitstellung von Mitteln und das große Interesse bei der Durchführung der Arbeit.

Literatur. [1] MORRIS, W. E.: Method and apparatus for sonic testing U.S. Patent 2.378.237 (1945). — [2] HAT-

FIELD, P.: *Auto. Engr* 41, 385 (1951). — [3] JUPE, J. H.: *Electronics* 25, 214 (1952). — [4] PATTON, R. G. and P. HATFIELD: *Electron. Engng* 24, 522 (1952). — [5] MORRIS, W. E., R. B. STAMBAUGH and S. D. GERMAN: *Rev. sci. Instrum.* 23, 729 (1952). — [6] HATFIELD, P.: *Acustica* 4, 193 (1954). — [7] LEHELDT, W.: *Auto.-tech. Z.* 56, 134 (1954). — [8] KÖLLE, H. W.: *Exp. Tech. Phys.* 1, 97 (1953). — [9] KOLB, J. and A. P. LOEBER: *J. acoust. Soc. Amer.* 26, 249 (1954). — [10] LOEBER, A. P. and E. A. HIEDEMANN: *J. acoust. Soc. Amer.* 26, 257 (1954). — [11] BERGMANN, L.: *Der Ultraschall* 6. Aufl. Stuttgart, Hirzel (1954) S. 303.

Dr. PAUL RIECKMANN,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
Braunschweig.

Über den Beitrag der Elektronen zu den optischen Eigenschaften von Halbleitern

Von E. GROSCHWITZ und R. WIESNER

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 25. Januar 1956)

Einleitung

Bei den optischen Erscheinungen in einem elektronen Halbleiter unterscheidet man hauptsächlich Wechselwirkungen der elektromagnetischen Welle mit dem Kristallgitter, mit den Störstellen und schließlich mit den Leitungselektronen und Defektronen. Sie kommen zum Ausdruck durch die Abnahme des Brechungsindex, des Extinktionskoeffizienten und der Dielektrizitätskonstante des Halbleiters. Die bandenförmige Absorption infolge der gemischten Gitterschwingungen ist im Vergleich mit der freien Elektronenabsorption im allgemeinen relativ klein. Sie läßt sich deshalb experimentell nur im langwelligeren Ultrarot und unter Bedingungen nachweisen, bei denen alle anderen Beiträge zur Absorption vernachlässigbar klein sind [1]. Sobald die Lichtquantenenergie erreicht, ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband zu heben, steigt die Absorption sehr stark an. Die hierdurch entstehende ultrarote Absorptionskante entspricht der charakteristischen Frequenz $\nu^* = E_g/h$ (E_g Breite des verbotenen Bandes, h PLANCKSche Konstante). Bei kleineren Frequenzen ($\nu < \nu^*$) und bei hinreichend großer Trägerkonzentration wird die Absorption einer elektromagnetischen Welle hauptsächlich durch die Elektronen des Leitungsbandes und die Löcher des Valenzbandes verursacht [2]. Wenn die Temperatur tief ist, daß die meisten Störstellen assoziiert sind, wird die Ultrarotabsorption auch noch durch die Störstellen beeinflusst [3].

Im folgenden betrachten wir ausschließlich den Beitrag der freien Ladungsträger am optischen Verhalten des Halbleiters, und zwar hinsichtlich des Zusammenhanges mit der Temperatur, der Frequenz und der Trägerkonzentration. Die DRUDEsche Theorie wurde ursprünglich auf die freien Elektronen in Metallen angewendet und konnte dort in verschiedener Hinsicht gut bestätigt werden. Wegen der hohen Absorption können diese Messungen an dünnen aber nur an dünnen Schichten durchgeführt werden. Bei Halbleitern hat man dagegen die Möglichkeit, im Spektralbereich jenseits der Absorptionskante, die hier mehr oder weniger weit im Ultrarot liegt, an kompakten Kristallen zu messen, und

kann dadurch Oberflächeneinflüsse völlig ausschalten. In den Untersuchungen von H. Y. FAN und M. BEKKER [4] liegen Transmissions- und Reflexionsmessungen an Einkristallen von Germanium und Silizium mit spezifischen Widerständen von 0,005 bis $3\Omega\text{ cm}$ (n - und p -Material) vor. Die Transmissionsmessungen erstrecken sich über den Spektralbereich von der Absorptionskante bis 12μ Wellenlänge. Die Reflexionsmessungen wurden nach der BUNSENSchen Reststrahlenmethode sogar bis zu 152μ fortgesetzt. Im Bereich zwischen 5 und 12μ konnte der theoretisch erwartete Gang des Absorptionskoeffizienten mit dem Quadrat der Lichtwellenlänge sowie die Proportionalität zur Trägerdichte bestätigt werden. Allerdings liegt der gemessene Absorptionskoeffizient bei Germanium um drei Größenordnungen oberhalb des theoretischen Wertes, bei Silizium nur um eine Größenordnung darüber. Zwischen Absorptionskante und dem angegebenen Wellenlängenbereich konnte hingegen aus bisher noch ungeklärten Gründen nicht einmal eine qualitative Übereinstimmung mit der Theorie gefunden werden. Eine bessere Übereinstimmung geben die Reflexionsmessungen. Für eine einwandfreie Bestätigung reicht allerdings das vorliegende Meßmaterial nicht aus, insbesondere fehlen Meßpunkte im Bereich des Reflexionsminimums. Diese Ergebnisse werden im wesentlichen bestätigt durch Untersuchungen von H. B. BRIGGS an p -Silizium [1], von H. B. BRIGGS und B. C. FLETCHER [5] an p -Germanium und von W. KAISER, R. C. COLLINS und H. Y. FAN [6] an p - und n -Germanium. Auch diese Messungen wurden an verschiedenen stark und mit verschiedenem Material dotierten Proben vorgenommen und bis zu Wellenlängen von 30μ ausgedehnt. Es ist bemerkenswert, daß sich bei p -Material im Gegensatz zum n -Material dem nach der klassischen Theorie erhaltenen Kontinuum Absorptionsbanden überlagern, die man als Übergänge zwischen den verschiedenen Blättern des Valenzbandes zu deuten versucht [5], [6], [7]. In einer anderen Gruppe von Arbeiten wird von der Trägerinjektion an pn -Übergängen Gebrauch gemacht [8]. Die Messungen wurden auch hier im Wellenlängenbereich anschließend an die Absorp-

tionskante bis zu 7μ ausgeführt. Der Absorptions-Wirkungsquerschnitt ergibt sich ebenfalls viel größer, als der errechnete, und in gleicher Größenordnung wie oben.

Diese Schwierigkeit vermeidet jedoch A. H. KAHN [7] in einer neueren Arbeit. Im Wellenlängenbereich oberhalb von 5μ läßt sich der Extinktionskoeffizient bei einem Kristall vom n -Typ durch

$$k = \frac{2\pi}{\sqrt{\epsilon_0}} \frac{e^3 n_n}{\mu_n m_n^2 \omega^3} \quad (1)$$

ausdrücken (e Elementarladung, n_n Elektronendichte, μ_n Beweglichkeit, m_n effektive Masse, ω Kreisfrequenz des Lichtes, ϵ_0 Dielektrizitätskonstante des Gitters), k ist also umgekehrt proportional dem Quadrat der effektiven Elektronenmasse m_n . Wählt man diese entsprechend klein, so läßt sich k quantitativ richtig wiedergeben. Nach KAHN führen bei Germanium Werte von $m_n = 0,11$ m bis $0,22$ m (m Masse des freien Elektrons) zu richtigen Resultaten. So nied-

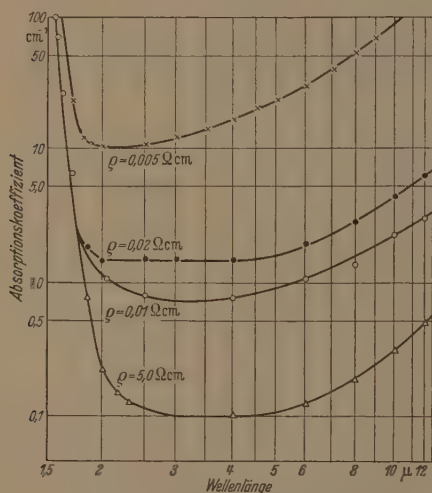


Abb. 1. Der Absorptionskoeffizient von n -Germanium, gemessen von H. Y. FAN und M. BECKER [4].

rige effektive Massen konnten von LAX, ZEIGER, DEXTER und ROSENBLUM bei Cyclotron-Resonanz-Messungen sowie von L. H. CRAWFORD und D. K. STEVENS bestätigt werden [9]. In gewissem Widerspruch stehen diese Resultate zu den Messungen von W. SHOCKLEY und T. S. BENEDICT [2] im Zentimeter-Wellengebiet, die für die Dielektrizitätskonstante erheblich größere effektive Elektronenmassen verlangen. Eine Wiederholung dieser Messungen durch J. M. GOLDEY und S. C. BROWN [10] in jüngster Zeit stellte jedoch im Gegensatz zu [2] die Gültigkeit der KAHN'schen Werte auch im Zentimeterwellen-Gebiet fest. Aus einer neueren Untersuchung von R. B. DINGLE [11] ergab sich, daß ein aus dem anomalen Skineffekt resultierendes Zusatzglied zur DRUDESchen Theorie bei Halbleitern vernachlässigt werden kann.

Unter Zugrundelegung der somit gut fundierten kleinen Werte der effektiven Elektronenmasse soll im folgenden für Germanium der Verlauf der wichtigsten optischen Größen, insofern diese durch die freien Ladungsträger bestimmt werden, unterhalb der Ab-

sorptionskante bis in das Dezimeterwellen-Gebiet ermittelt und diskutiert werden. Wir beschränken uns hierbei auf eine Betrachtung des n -Typs verschiedener Dotierung, da die klassische Absorptionstheorie das Verhalten der Defektelektroden feineren Zügen nicht zu beschreiben vermag. Wie wir sehen werden, befindet sich der vor allem interessierende Frequenzbereich, in dem das charakteristische Verhalten des elektronischen Anteil optischen Eigenschaften besonders deutlich hertritt, in einem der Messung zur Zeit nicht oder schwer zugänglichem Gebiet, dem Millimeter- bis Zehntelmillimeterwellen-Gebiet. Wir beschränken uns deshalb auf eine Diskussion der sich aus Theorie ergebenden Gesetzmäßigkeiten. Bei Germanium sind die den Temperaturgang der optischen Größen bestimmenden Parameter wenigstens in den angrenzenden Frequenzbereichen soweit experimentell bekannt, daß sich der Verlauf bei dieser Substanz hinreichend genau beschreiben läßt. Abb. 1 übernehmen wir eine Darstellung des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von Wellenlänge bei n -Germanium nach H. Y. FAN und M. BECKER [4], [7]. Für den flachen Verlauf des Absorptionskoeffizienten unmittelbar neben der Absorptionskante scheint eine theoretische Begründung noch zu fehlen. Ersichtlich nimmt die Breite des flachen Kurvenabschnittes mit wachsendem spezifischem Widerstand zu. Die im folgenden von uns genauer diskutierten Gesetzmäßigkeiten beziehen sich auf den nach größeren Wellenlängen hin ansteigenden flachen Gebiet anschließenden Wellenlängenbereich.

Zur Theorie

Die Einwirkung einer Lichtwelle auf die Leitungselektronen eines Halbleiters wird im Sinne der klassischen Absorptionstheorie beschrieben, indem man die Bewegung eines Elektrons mit der effektiven Masse m_n in einem reibenden Medium betrachtet. Die Reibungskonstante erweist sich hierbei als reziproke Relaxationszeit, die sich bei Wechselwirkung der Elektronen mit den thermischen Schwingungen des Gitters sowie durch Streuung der Elektronen an Störatomen ergibt. Auch bei quantenmechanischer Behandlung des Problems erhält man die gleichen Ergebnisse wie in der klassischen Absorptionstheorie [10], wobei sich beispielsweise die effektive Elektronenmasse $m_n = 3 m_1 m_2 / (2 + m_2)$ ergibt (m_1 longitudinale, m_2 transversale Masse), wenn man das von LAX, ZEIGER, DEXTER und ROSENBLUM [9] verwendete Modell der Energiefläche zugrunde legt.

Die Berechnung der Stromdichte in komplexer Schreibweise führt auf eine komplexe Leitfähigkeit $\sigma_K = \sigma + i\omega\chi$ (i imaginäre Einheit, ω Kreisfrequenz des elektrischen Feldvektors). Die Größe χ enthält neben der rein ohmschen frequenzabhängigen Leitfähigkeit σ eine „kapazitive“ Leitfähigkeit χ , die man bezeichnet χ formal als elektrische Suszeptibilität, physikalisch jedoch ist es als ein Maß für die Trägheit der Elektronen anzusehen. Für $\omega \rightarrow 0$ verschwindet der Imaginärteil $\omega\chi$. Die Suszeptibilität (multipliziert mit dem Faktor 4π) stellt den elektronischen Anteil der Dielektrizitätskonstante dar, der den überschüssigen Anteil der Polarisierung des Gitters stammenden Anteil ϵ_0 dar.

Linde-FränkI-Anlage mit einer Leistung
von 10000 Nm³/h Sauerstoff (95% Reinheit)
und 18000 Nm³/h Stickstoff

Linde SAUERSTOFFANLAGEN NACH SYSTEM LINDE-FRÄNKI

VERGAS-ANRIICHEN UND GAS-DRUCK-UNTERSCHÜTZUNG
UND FAST 100FACHE DRUCK- UND TEMPERATURERHÖHUNG
IM HOCHOFENWERKE, THOMAS-STÄHLWERK
SM-STÄHLWERKE, GÄßZERLEGUNG

Linde SAUERSTOFF

VERFLÜSSIGUNG UND FLÜSSIG-
FLÜSSIGE LUFT, AZETYLEN, WASSERSTOFF, STICKSTOFF
PRESSLUFT, ARGON, SCHWEISS-ARGON, TIG-LEGUNG
KARBID, STAHLFLASCHEN

Linde SCHWEISSANLAGEN

SCHWEISSANLAGEN MIT VERDECKTEN
LICHTBOGEN
ELEKTRO-SCHWEISSKÖPFE UNIONMELT-SCHWEISSKÖPFE
SCHWEISSANLAGEN UNTER ARGONSCHUTZ
ARGONARC-ANLAGEN, SIGMA-ANLAGEN
AUTOGEN-ANLAGEN UND GERÄTE
PULVERBRENNSCHNEIDER, PULVERPUTZER,
TIG-BOGEN, HAARSTIFTBOGEN,
PRESS-SCHWEISS-MASCHINEN
LINDEFLUX-GERÄTE



LORENZ baut

Sender und Empfänger
Antennen
Richtfunk-Strecken
Wechselstrom-
Telegraphie-Systeme
Funksprecher
Funk-Navigationshilfen
Rundfunkgeräte
und Fernseher
Elektro-Heilgeräte
Schweißpressen
für K-Folien

Elektronenröhren
Quarze
Lautsprecher
Fernschreib-Anlagen
Umformer
und Elektro-
Kleinmaschinen
Gleisbild-Stellwerke



C. Lorenz AG Stuttgart



Strahlungsmessgerät

für alle Messaufgaben
radioaktiven Isotopen
Medizin
Physik
Chemie
Technik
Wir beraten Sie gern. Auf-
derung erhalten Sie ausführ-
Sammelpro



FRIESEKE & HOEPFNER GMBH
ERLANGEN-BRUCK

J. D. MÖLLER OPTISCHE WERKE GMBH
WEDEL / HOLSTEIN

STRICHPLATTEN aller Art, Kreis-
teilungen, Maßstäbe, Mikrometer,
Faden- u. Distanzkreuze, Waagen-
skalen, Diagramme, Testplatten
sowie nichtlineare Teilungen —
auf Glas, Metall und Kunststoffen

PRAZISIONS-
TEILUNGEN



FÜR HÖCHSTE
ANFORDERUNGEN
MÖLLER

ischen Konstanten lassen sich formal besonders ersichtlich schreiben, wenn man die charakteristischen Kreisfrequenzen

$$\omega_{1n} = \sqrt{4\pi \frac{e^2 n_n}{m_n}} \quad (2)$$

$$\omega_{0n} = \frac{e^2 n_n}{m_n \sigma_{n0}} = \frac{\omega_{1n}^2}{4\pi \sigma_{n0}} = \frac{1}{\tau_n} = \frac{e}{m_n \mu_n} \quad (2a)$$

führt. Hierbei ist n_n die Elektronenkonzentration, die effektive Masse, τ_n die Relaxationszeit, μ_n die Elektronenbeweglichkeit und σ_{n0} die gewöhnliche Leitfähigkeit der Elektronen für $\omega = 0$. In physikalischer Hinsicht ist wesentlich, daß ω_{1n} durch die Konzentration der Ladungsträger bestimmt ist, während in ω_{0n} durch die Relaxationszeit speziell die Streuung der freien Ladungsträger an den thermischen Schallquanten des Gitters und an Gitterstörungen zum Ausdruck kommt. Mit diesen Bezeichnungen ergibt sich die Leitfähigkeit bei n -Material

$$\sigma_n = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_{1n}^2 \omega_n}{\omega^2 + \omega_{0n}^2} \quad (3)$$

und für die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{\omega_{1n}^2}{\omega^2 + \omega_{0n}^2} \quad (4)$$

Die Größe ϵ_0 ist der vom Gitter herrührende Beitrag¹ zum Brechungsindex n bzw. der Extinktionskoeffizient k lautet dann

$$k = \left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/2} \left\{ \left[\left(\epsilon_0 - \frac{\omega_{1n}^2}{\omega^2 + \omega_{0n}^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{0n} \omega_{1n}^2}{\omega (\omega^2 + \omega_{0n}^2)} \right)^2 \right]^{1/2} \pm \left(\epsilon_0 - \frac{\omega_{1n}^2}{\omega^2 + \omega_{0n}^2} \right) \right\} \quad (\text{Für } n \text{ gilt } +) \quad (5)$$

magnetische Einflüsse lassen wir unberücksichtigt, die magnetische Permeabilität nehmen wir deshalb als konstant und annähernd $\mu = 1$ an. Aus n und k erhält man den Reflexionskoeffizienten bei senkrechter Inzidenz $R = ([n - 1]^2 + k^2) / ([n + 1]^2 + k^2)$. Wir beschränken unsere Betrachtungen auf den Fall reiner Störleitung. Dann ist die Elektronenkonzentration n_n von der Temperatur unabhängig; es ist $n_n = (N_d - N_a)_n$; diese Größe bedeutet also die Differenz der Konzentrationen der Donatoren und Akzeptoren im n -Material ($N_d > N_a$). Die Abhängigkeit der Beweglichkeit μ_n von der Temperatur entnehmen wir einer Veröffentlichung von E. M. CORNELL [12]. Sie enthält die Streuung sowohl an den Schallquanten des Gitters [13] wie an Störatomen [14]. Mit diesen Werten im Verein mit der im Anschluß an H. KAHN gewählten effektiven Elektronenmasse $m_n = 0,12 m$ ist nach (2a) die Relaxationszeit τ_n in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb. 2 für drei verschiedene Dotierungen errechnet. Der gegenüber dem Temperaturgang bei kleiner Dotierung abweichende Gang bei hoher Dotierung resultiert aus dem Einfluß der Streuung der Elektronen an den Störatomen des Kristalls; bei relativ niedrigen Temperaturen überwiegt die Streuung an Störatomen; die Relaxationszeit steigt deshalb mit zunehmender Temperatur an und nimmt dann wieder ab, da bei höheren Temperaturen schließlich die Wirkung der Streuung

an den thermischen Schallquanten des Gitters überwiegt. Bei schwacher Dotierung spielt die Streuung an Störatomen in der Umgebung der Zimmertemperatur praktisch keine Rolle. Die Relaxationszeit nimmt deshalb mit wachsender Temperatur ab. Aus dem unterschiedlichen Verlauf von τ_n mit der Temperatur bei kleiner und bei hoher Dotierung würde sich bei einer Dotierung von 10^{18} Atomen/cm³ formal ergeben, daß die Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten in entsprechenden Frequenzbereichen gerade eine umgekehrte Tendenz aufweist wie in den Fällen mit niedriger Elektronenkonzentration. Dieses Verhalten wird aber durch die beginnende Entartung des Elektronengases modifiziert. Außerdem wird bei hinreichend hoher Dotierung vermutlich ein Einfluß der Störbandleitung bereits eine merkliche Rolle spielen². Aus diesem Grunde ziehen wir die Kurve für τ_n bei 10^{18} Atomen/cm³ ($\rho = 0,006 \Omega \text{ cm}$) im folgenden nicht in Betracht und er-

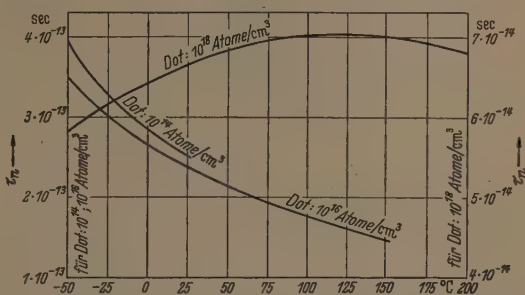


Abb. 2. Die Relaxationszeit τ_n der freien Elektronen in n -Germanium in Abhängigkeit von der Temperatur bei einer Dotierung von 10^{14} , 10^{16} und 10^{18} Atome/cm³.

mitteln den Verlauf der optischen Konstanten bei nicht zu hoher Dotierung, so daß der Einfluß der Streuung der Elektronen an den thermischen Gitterschwingungen gegenüber der Streuung an den Störatomen noch überwiegt. Immerhin gibt die klassische Theorie auch noch bei einer Dotierung von 10^{18} Atomen/cm³ wenigstens bei Zimmertemperatur die richtige Größenordnung des Absorptionskoeffizienten (siehe A. H. KAHN [7]).

Zum Zwecke einer genaueren Diskussion der Ergebnisse wenden wir unsere Aufmerksamkeit zunächst auf den Verlauf von n und k in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz ω des elektrischen Lichtvektors. Wir führen als Abkürzung die Bezeichnung

$$x = \frac{\omega_{1n}^2}{\omega^2 + \omega_{0n}^2} = -4\pi\chi = \frac{4\pi\sigma}{\omega_{0n}} \quad (6)$$

ein. Dann erhält man nach (5) bei n -Typ (Permeabilität $\mu = 1$)

$$\frac{n}{k} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{(\epsilon_0 - x)^2 + \left(\frac{\omega_{0n}}{\omega} x \right)^2} \pm (\epsilon_0 - x) \right\}^{1/2} \quad (7)$$

Es empfiehlt sich nunmehr, die folgenden Sonderfälle zu unterscheiden. (Bei Germanium ist $\epsilon_0 = 16$ zu setzen.)

I. Es sei $\omega_{1n}^2 > \omega_{0n}^2$. Diese Voraussetzung läßt sich erfüllen, wenn die Dotierung des Materials nicht zu niedrig gewählt wird.

¹ Nach experimentellem Befund kann man ϵ_0 in den betrachteten Temperatur- und Frequenzbereichen als konstant betrachten.

² Wir danken Herrn Professor Dr. W. SCHOTTKY vielmals für diesen Hinweis und für aufschlußreiche Diskussionen.

1. Wenn jetzt außerdem noch $\omega \ll \omega_{0n}$ vorausgesetzt wird, so ist $\frac{\omega_{0n}}{\omega} x \gg (\epsilon_0 - x)$. Es gilt dann näherungsweise

$$n \approx k \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega_{1n}^2}{\omega \omega_{0n}}}, \quad (8)$$

d. h. bei hinreichend hoher Dotierung und bei kleinen Frequenzen gibt es einen Frequenzbereich $\omega \ll \omega_{0n}$, in welchem n den gleichen Verlauf wie k annimmt und die Abhängigkeit von der Frequenz nach einem $1/\sqrt{\omega}$ -Gesetz verläuft.

2. Ist hingegen $\omega \gg \omega_{0n}$, so hat man $x = \omega_{1n}^2/\omega^2$ und es gilt $\frac{\omega_{0n}}{\omega} x = \frac{\omega_{0n} \omega_{1n}^2}{\omega^3} \ll x$.

a) Bei der Frequenz $\omega = \omega_{1n}/\sqrt{\epsilon_0}$ nimmt x den Wert ϵ_0 an und es ist dann

$$n \left(\omega = \frac{\omega_{1n}}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \approx k \left(\omega = \frac{\omega_{1n}}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_0} \frac{\omega_{0n}}{\omega_{1n}}}. \quad (9)$$

b) Für $\omega > \frac{\omega_{1n}}{\sqrt{\epsilon_0}}$ ist $x < \epsilon_0$. Wir befinden uns hier im Gebiet hoher Durchlässigkeit

$$n \approx \sqrt{\epsilon_0 - x} \approx \sqrt{\epsilon_0}; \quad (10)$$

$$k \approx \frac{\omega_{0n} \omega_{1n}^2}{2\omega^3 \sqrt{\epsilon_0 - x}} \approx \frac{\omega_{0n} \omega_{1n}^2}{2\omega^3 \sqrt{\epsilon_0}} \rightarrow 0. \quad (10a)$$

Der Brechungsindex nimmt also einen konstanten Wert an, der elektronische Anteil der Dielektrizitätskonstante wird unwirksam. Gleichzeitig geht der Absorptionskoeffizient $\eta = 2\omega k/c$ (c Lichtgeschwindigkeit) mit $1/\omega^3$ gegen Null.

c) Für $\omega < \omega_{1n}/\sqrt{\epsilon_0}$ hingegen ist $x > \epsilon_0 = 16$; d. h. der elektronische Anteil der Polarisierung überwiegt den Gitteranteil. Wenn außerdem $\frac{\omega_{0n}}{\omega} x$ klein gegen $|\epsilon_0 - x|$ ist, so hat man den Fall sehr hoher Reflexion in dem Maße, wie n klein wird. Es gilt näherungsweise

$$n \approx \frac{1}{2\sqrt{x - \epsilon_0}} \left(\frac{\omega_{0n} \omega_{1n}^2}{\omega^3} \right) \rightarrow 0, \quad k \approx \sqrt{x - \epsilon_0}. \quad (11)$$

Der Brechungsindex durchläuft in diesem Bereich bei der Kreisfrequenz

$$\omega_{min} \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\omega_{1n}}{\sqrt{\epsilon_0}} \quad (11a)$$

ein Minimum von der Größe

$$n_{min} \approx \frac{2}{3} \epsilon_0 \frac{\omega_{0n}}{\omega_{1n}}. \quad (11b)$$

Die Dielektrizitätskonstante ϵ nimmt hierbei negative Werte an. Dieser Fall tritt allerdings bei Zimmertemperatur erst bei hoher Dotierung bei einem spezifischen Widerstand kleiner als $10^{-3} \Omega \text{ cm}$ ein.

Die Größe $\frac{\omega_{0n}}{\omega} x$ bleibt hierbei neben $x - \epsilon_0$ noch bemerkbar, so daß n zwar klein wird, aber dennoch nicht verschwindet. Bei hoher Dotierung steigt die Reflexion sehr schnell auf nahezu 100 Prozent, während bei schwächerer Dotierung der Übergang allmählich eintritt. Man sieht nach (11b), daß mit zunehmender Dotierung das Minimum von n immer ausgeprägter wird und sich gegen kürzere Wellenlängen hin verschiebt (11a). Demnach wird auch der Übergang zur Totalreflexion steiler.

II. Im Falle $\omega_{1n}^2 \leq \omega_{0n}^2$ (dies trifft bei Germanin oberhalb von $13 \Omega \text{ cm}$ zu) unterscheiden wir die folgenden Frequenzbereiche:

1. $\omega \ll \omega_{0n}$. Es ist dann $x = \omega_{1n}^2/\omega^2 \leq 1$ und $\frac{\omega_{0n}}{\omega} x \gg \epsilon_0 - x$. Der Verlauf von k und n stimmt näherungsweise überein:

$$n \approx k \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega_{1n}^2}{\omega \omega_{0n}}}.$$

2. $\omega < \omega_{0n}$. Dann gilt wieder $x \leq 1$, aber $\frac{\omega_{0n}}{\omega} x < \epsilon_0$ und daher

$$n \approx \sqrt{\epsilon_0} \left(1 + \frac{1}{8} \frac{\omega_{1n}^4}{\epsilon_0^2 \omega_{0n}^2 \omega^2} \right),$$

$$k \approx \frac{\omega_{1n}^2}{2\sqrt{\epsilon_0} \omega_{0n} \omega}. \quad (1)$$

Im Gegensatz zu Fall I verläuft hier n oberhalb von $\sqrt{\epsilon_0}$ und behält einen von Null verschiedenen Wert, k ist für alle Frequenzen positiv.

3. $\omega \geq \omega_{0n}$. Hieraus folgt $x < 1$, und somit hat man mit zunehmender Frequenz

$$n \rightarrow \sqrt{\epsilon_0},$$

$$k \approx \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_0}} \frac{\omega_{0n} \omega_{1n}^2}{\omega (\omega^2 + \omega_{0n}^2)} \rightarrow 0. \quad (1)$$

Die elektronische Absorption verschwindet, bald die Periode der Lichtwelle klein ist gegenüber der Relaxationszeit. Dann schwingen die Elektronen praktisch reibungslos mit dem elektrischen Vektor der Lichtwelle mit und entziehen ihr daher keine Energie. Den Wirkungsquerschnitt der Absorption, d. h. die je Leitungselektron absorbierte Energie des elektrischen Feldes, erhält man, wenn man den Absorptionskoeffizienten $\eta = 2\omega k/c$ durch die Teilchendichte der freien Ladungsträger dividiert.

Abhängigkeit von der Temperatur

Der an Hand der Beziehungen (7) beschriebene Verlauf von n und k mit ω ist in den Abbildungen 3 und 4 für zwei Dotierungen quantitativ dargestellt, wobei als Parameter der einzelnen Kurven die entsprechenden Temperaturen gewählt sind. In beiden Fällen ist die Dichte der freien Elektronen noch klein, daß von einer Entartung des Elektronengases abgesehen werden kann. Die entsprechenden Werte von $\omega_{0n} = 1/\tau_n$ sind der Abb. 2 entnommen. In beiden Fällen ist der Gitteranteil ϵ_0 der Dielektrizitätskonstante nehmen wir in dem betrachteten Temperaturbereich näherungsweise als temperaturunabhängig an, was im Vergleich zur Temperaturabhängigkeit des elektronischen Anteiles zulässig ist.

Vergleicht man die Kurvenscharen für den Brechungsindex n bzw. den Extinktionskoeffizienten k bei den Elektronenkonzentrationen 10^{14} und $10^{15} \text{ Elektronen/cm}^3$ (Abb. 3a, 3b), so sieht man zunächst, daß sich die Kurven mit zunehmender Konzentration in Richtung größerer Frequenzen verschieben. Bei festgehaltener Elektronenkonzentration tritt mit abnehmender Temperatur eine Verschiebung der Kurven nach größeren Frequenzen hin auf (z. B. Abb. 3a), d. h. für Kreisfrequenzen ω kleiner $2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ nimmt der Brechungsindex mit abnehmender Temperatur zu. Diese Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur resultiert aus der Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit bzw. der Relaxationszeit.

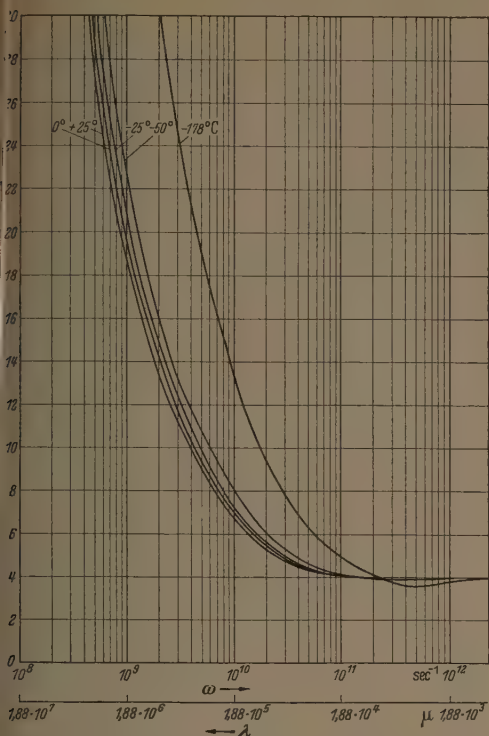


Abb. 3a. Der Brechungsindex n als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n -Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/cm 3 ; $\rho = 17 \Omega$ cm).

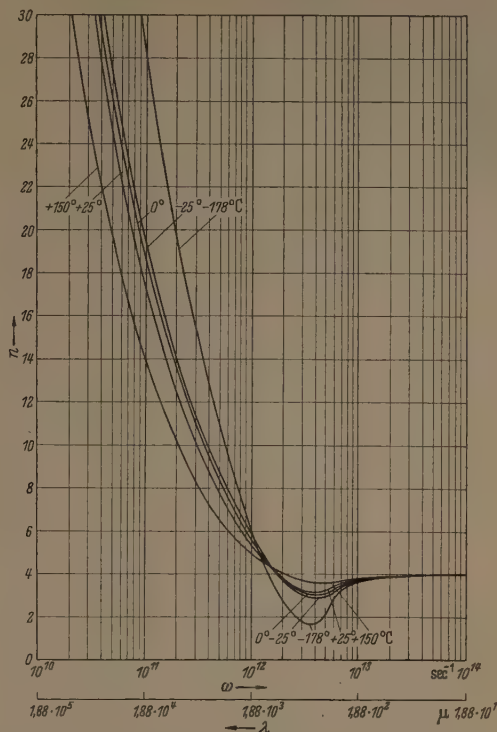


Abb. 3b. Der Brechungsindex n als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n -Germanium (Dotierung: 10^{16} Atome/cm 3 ; $\rho = 0,18 \Omega$ cm).

onszeit τ_n (Abb. 2), die bei einer Dotierung von 10^{14} Atomen/cm 3 in der Umgebung der Zimmertemperatur wesentlich nur durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den thermischen Schallquanten des Gitters bestimmt wird. Bei -178° C spielt jedoch auch schon die Streuung der Elektronen an den Störatomen in geringem Maße eine Rolle. Noch tiefere Temperaturen ziehen wir nicht in Betracht, da dann die für den Störleitungsbereich charakteristische Voraussetzung einer nahezu vollständigen Dissoziation der Donatoren nicht mehr zutreffen würde. Man erkennt ferner, daß der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex bei niedrigen Frequenzen am größten ist. Mit zunehmender Frequenz wird die Änderung mit der Temperatur immer kleiner.

Der Brechungsindex durchläuft als Funktion der Frequenz, wie man sieht, ein Minimum. Dieses ist, wenn die Elektronenkonzentration hinreichend klein ist (Abb. 3a und 3b), bei niedrigen Temperaturen stärker ausgeprägt. Das kommt daher, daß im Störleitungsbereich gemäß (2) ω_{1n} von T unabhängig bleibt, während ω_{0n} bei Wechselwirkung der Elektronen mit den thermischen Schallquanten des Gitters näherungsweise proportional zu $T^{3/2}$ variiert [13]. Es geht mit zunehmendem Maße der bei Zimmertemperatur bestehende Spezialfall II in den Spezialfall I über. Mit wachsender Elektronenkonzentration wird ω_{1n} größer, so daß, wie aus Abb. 3b ersichtlich, die Bedingungen für Spezialfall I dann auch schon bei Zimmertemperatur erfüllt sind. In der Umgebung des Minimums hat der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex in bemerkenswerter Weise gerade eine umgekehrte Tendenz.

Bei der Dotierung 10^{16} Atome/cm 3 (Abb. 3b) sind die Verhältnisse analog wie bei der Konzentration von 10^{14} Atomen/cm 3 (Abb. 3a), d.h. bei relativ niedrigen Frequenzen nimmt der Brechungsindex mit wachsender Temperatur ab, bei Frequenzen in der Umgebung des Minimums hingegen wächst der Brechungsindex mit steigender Temperatur. Bei noch größeren Frequenzen wird der Brechungsindex schließlich von der Temperatur und von der Frequenz unabhängig. In dem Bereich $\omega < 10^{12}$ s $^{-1}$ ist der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex bei 10^{16} Atomen/cm 3 (Abb. 3b) schon wesentlich kleiner geworden als bei einer kleineren Dotierung von 10^{14} Atomen/cm 3 (Abb. 3a). Dies kommt daher, daß jetzt bereits neben den thermischen Gitterschwingungen auch die Streuung der Elektronen an den Fremdatomen eine Rolle spielt. Die Einflüsse dieser beiden Wirkungen auf die Temperaturabhängigkeit der resultierenden Beweglichkeit bzw. Relaxationszeit (Abb. 1) kompensieren sich hierbei bis zu einem gewissen Grade. Aus diesem Sachverhalt kann man schließen, daß sich der Temperaturkoeffizient je nach der ins Auge gefaßten Frequenz des Lichtes durch geeignete Wahl der Dotierung extrem klein machen läßt. Ferner ist die Tatsache zu beachten, daß sich bei festgehaltener Elektronenkonzentration die Lage der Minima des Brechungsindex mit der Temperatur praktisch nicht verschiebt. Hierbei erhebt sich die Frage, ob sich der charakteristische Kurvenabschnitt, wo der Brechungsindex ein Minimum durchläuft, durch einen geeignet gewählten anderen elektronischen Halbleiter an Stelle von Germanium in einen Wellenbereich verschieben läßt, deren experimentellen Untersuchung

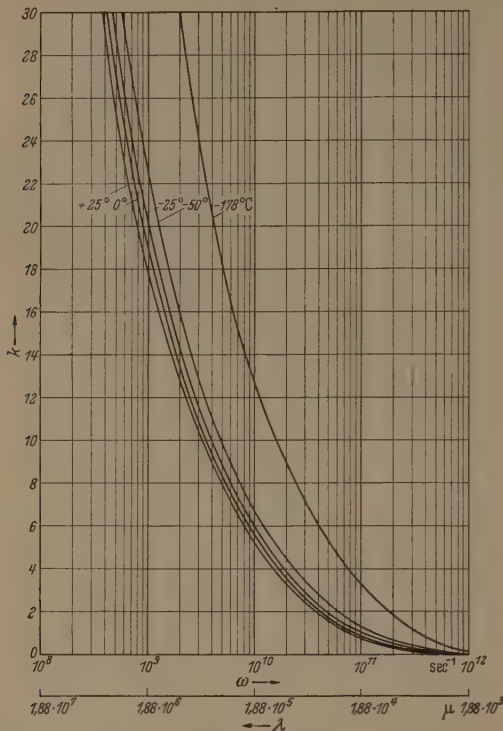


Abb. 4a. Der Extinktionskoeffizient k als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n -Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/cm 3 ; $e = 17 \Omega \text{ cm}$).

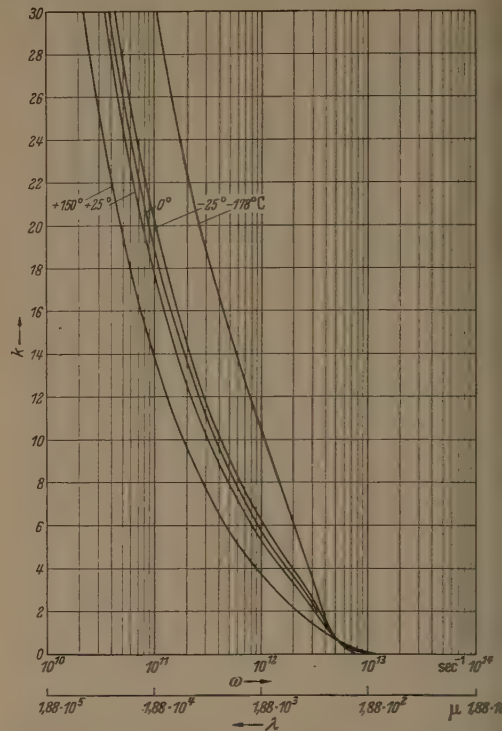


Abb. 4b. Der Extinktionskoeffizient k als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n -Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/cm 3 ; $e = 0,18 \Omega \text{ cm}$).

leichter zugänglich ist. Formel (11a) gibt hierüber Auskunft. Wie man sieht, ist die Lage des Minimums von ω_{0n} , d. h. von den Leitungseigenschaften des Kristalls, unabhängig, wird aber durch die in ω_{1n} zum Ausdruck kommende Elektronenkonzentration und durch den auf das Gitter entfallenden Anteil ϵ_0 der Dielektrizitätskonstante bestimmt. Eine größenordnungsmäßige Verschiebung in der einen oder anderen Richtung ist demnach bei Halbleitern mit Trägerdichten unterhalb der Entartungskonzentration kaum zu erwarten.

Die soeben am Brechungsindex aufgezeigten Gesetzmäßigkeiten kommen ganz analog auch in den anderen Konstanten zum Ausdruck. Die Abbildungen 4a und 4b zeigen das Verhalten des Extinktionskoeffizienten k , Abb. 5a und 5b den Reflexionskoeffizienten R und schließlich Abb. 6a und 6b die Dielektrizitätskonstante. Bemerkenswert ist insbesondere,

daß die mit wachsender Frequenz stattfindende Annahme des Reflexionskoeffizienten R mit zunehmender Dotierung immer steiler wird, wobei sich gleichzeitig das charakteristische Minimum deutlicher ausgebildet. Bei schwacher Dotierung findet der Übergang von hoher Reflexion zu großer Durchlässigkeit ganz allmählich statt, bei hinreichend hoher Dotierung entsteht jedoch eine typische Reflexionskante.

Für hinreichend große Frequenzen wird der elektronische Anteil von ϵ gegen den vom Gitter herrührenden Beitrag ϵ_0 vernachlässigbar klein. Demzufolge macht sich der durch die freien Ladungsträger bedingte Temperatureinfluß, wie den Kurven im einzelnen zu entnehmen ist (Abb. 6a und 6b), erst bei relativ kleinen Frequenzen bemerkbar. In schwach dotiertem Material (Abb. 6a) ist ϵ in der Umgebung der Zimmertemperatur positiv und nimmt zu, wenn die Temperatur und die Frequenz ansteigen.

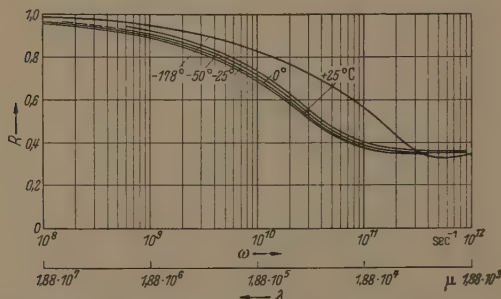


Abb. 5a. Der Reflexionskoeffizient R als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n -Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/cm 3 ; $e = 17 \Omega \text{ cm}$).

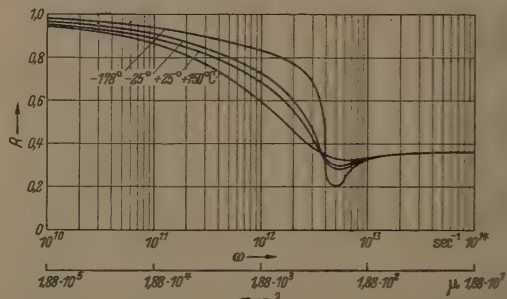


Abb. 5b. Der Reflexionskoeffizient R als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n -Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/cm 3 ; $e = 0,18 \Omega \text{ cm}$).

Für hinreichend kleine Frequenzen nimmt ϵ mit wachsender Dotierung immer mehr ab (vgl. Abb. 6a und 6b) und kann schließlich auch negative Werte annehmen.

Bemerkenswert ist der Verlauf der Leitfähigkeit σ (Abb. 7a und 7b); sie ist im cgs-System angegeben und hat deshalb die Einheit s^{-1} . Der jeweilige Wert $(\text{cm})^{-1}$ ergibt sich, wenn man die Ordinatenwerte durch $9 \cdot 10^{11}$ dividiert. Die Änderung der Leitfähigkeit mit der Temperatur hat bei relativ kleinen Frequenzen die gerade umgekehrte Tendenz wie bei höheren Frequenzen. Zwischen diesen beiden Bereichen liegt ein schmales Frequenzgebiet, in dem der Temperaturkoeffizient von σ besonders klein ist.

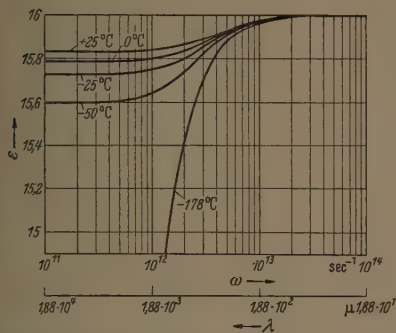


Abb. 6a. Die Dielektrizitätskonstante ϵ als Funktion der Kreisfrequenz und der Temperatur bei n-Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/ cm^3 ; $\rho = 17 \Omega \text{ cm}$).

Bei nicht zu hoher Dotierung nimmt die Leitfähigkeit bei Frequenzen unterhalb dieser nur wenig temperaturabhängigen Zone mit steigender Temperatur ab, während sie bei höheren Frequenzen mit wachsender Temperatur zunimmt. Diese Gesetz-mäßigkeit ist nach Formel (3) verständlich. Man sieht, daß die Temperaturabhängigkeit von σ für $\omega^2 \ll \omega_{0n}^2$ durch ω_{0n} im Nenner bestimmt wird, während für $\omega^2 \gg \omega_{0n}^2$ die Größe ω_{0n} gerade im Zähler maßgebend ist. Mit zunehmender Dotierung wird die

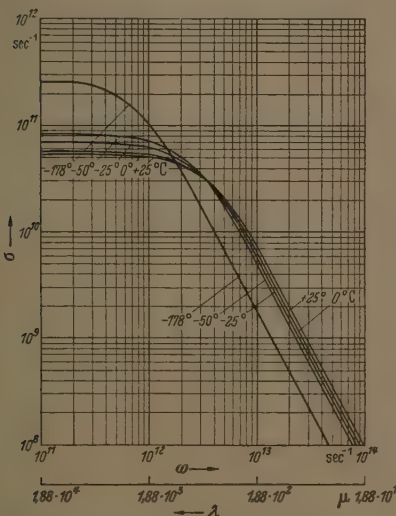


Abb. 7a. Die Leitfähigkeit σ als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n-Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/ cm^3 ; $\rho = 17 \Omega \text{ cm}$).

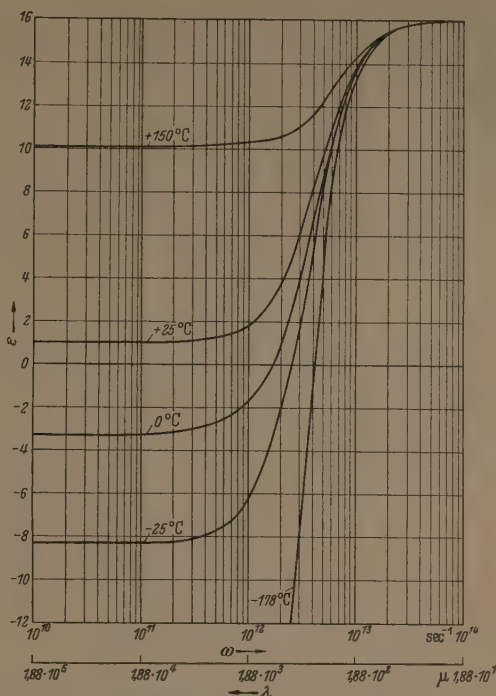


Abb. 6b. Die Dielektrizitätskonstante ϵ als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n-Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/ cm^3 ; $\rho = 0,18 \Omega \text{ cm}$).

Abhängigkeit von σ mit der Temperatur in dem Maße schwächer, als der Einfluß der Fremdatome auf die Beweglichkeit ansteigt. Für hinreichend kleine Frequenzen nähert sich σ asymptotisch den bekannten quasistationären Leitfähigkeitswerten.

Würde man die Theorie auch auf den Bereich der Eigenleitung anwenden, so treten in (3), (4) und (5) für die Defektelektroden analog gebaute Glieder von annähernd gleicher Größenordnung hinzu. Wenn auch die klassische Theorie für das Verhalten der

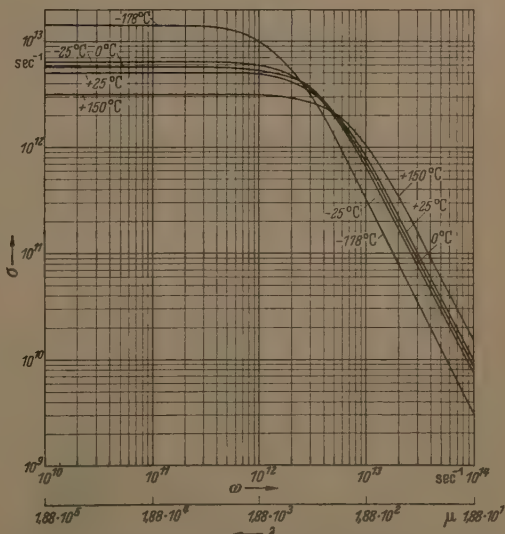


Abb. 7b. Die Leitfähigkeit σ als Funktion der Kreisfrequenz ω und der Temperatur bei n-Germanium (Dotierung: 10^{14} Atome/ cm^3 ; $\rho = 0,18 \Omega \text{ cm}$).

Defektelektroden keine angemessene Beschreibung liefert, so wird dennoch ersichtlich, daß im Eigenleitungsbereich der Temperaturkoeffizient der optischen Konstanten im Gegensatz zum Störleitungsbereich in erster Linie durch die nach Maßgabe eines Exponentialfaktors nunmehr stark temperaturabhängige Konzentration der freien Ladungsträger bestimmt wird. Hieraus folgt, daß der Temperaturkoeffizient der optischen Konstanten bei Eigenleitung im allgemeinen wesentlich größer sein wird als im Sättigungsbereich.

Zusammenfassung

Die durch die Leitungselektronen bedingten optischen Eigenschaften eines Halbleiters werden an Germanium als Beispiel im Rahmen der klassischen Absorptionstheorie in feineren Zügen untersucht. Insbesondere werden die wichtigsten optischen Konstanten in Abhängigkeit von der Frequenz des Lichtes, der Temperatur und der Dotierung des Materials dargestellt und diskutiert. Es zeigt sich, daß sich der vor allem interessante Frequenzbereich, in dem das charakteristische Verhalten des elektronischen Anteils der optischen Konstanten besonders deutlich hervortritt, in einem der Messung zur Zeit kaum zugänglichen Gebiet, dem Millimeterwellen- und Zehntelmillimeterwellen-Gebiet befindet. Bei Germanium sind die Parameter, welche die hier in Rede stehenden optischen Eigenschaften bestimmen, wenigstens in daran angrenzenden Frequenzbereichen experimentell bekannt, so daß sich tragfähige Voraussagen auf Grund der Theorie für die freien Elek-

tronen des Halbleiters auch über das experimentell noch nicht erschlossene Gebiet machen lassen.

Herrn Dr. K. SIEBERTZ danken wir für Anregung und Diskussionen. Herrn Dr. WINNICH v. SIEMENS danken wir für sein stetes Interesse an der Untersuchung und Herrn cand. ing. R. EBHARDT für wertvolle Mitarbeit vielmals danken.

Literatur. [1] BRIGGS, H. B.: Phys. Rev. **77**, 727 (1950); COLLINS, R. J. and H. Y. FAN: Phys. Rev. **86**, 648 (1952); **674** (1954). — [2] DRUDE, P.: Ann. d. Phys. **14**, 677 (1900). — R. L. DE KRONIG: Proc. Roy. Soc. London (A) **124**, 409 (1929). — ZENER, C.: Nature **132**, 968 (1933); T. S. BENEDICT and SHOCKLEY: Phys. Rev. **89**, 1152 (1953). — T. S. BENEDICT: Phys. Rev. **91**, 1565 (1953). — [3] KAISER, W. and H. Y. FAN: Phys. Rev. **93**, 977 (1954). — [4] H. Y. FAN and BECKER: Proceeding of Reading Conference (Butterworth Publishing Company, London 1951, S. 132). — [5] BRIGGS, H. B. and B. C. FLETCHER: Phys. Rev. **87**, 1130 (1952); **91**, 1565 (1953). — [6] KAISER, W., R. C. COLLINS and H. Y. FAN: Phys. Rev. **91**, 1380 (1953), Naturwiss. **40**, 479 (1953). — [7] KAISER, W.: Phys. Rev. **97**, 1647 (1955). — [8] NEWMAN, R.: Phys. Rev. **91**, 1311 (1953); H. B. BRIGGS and B. C. FLETCHER: Phys. Rev. **91**, 1342 (1953), A. F. GIBSON: Proc. Phys. Soc. **66**, B3 (1953). — [9] LAX, ZEIGER, DEXTER and ROSENBLUM: Phys. Rev. **93**, 1418 (1954), L. H. CRAWFORD and D. K. STEVENSON: Phys. Rev. **94**, 1415 (A) (1954); **92**, 1065 (1953). — [10] GORDON, J. M. and S. C. BROWN: Phys. Rev. **98**, 1761 (1955). — [11] DINGLE, R. B.: Phys. Rev. **99**, 1901 (1955). — [12] CONWELL, E. M.: Proc. of the I.R.E. **40**, 1327 (1952). — [13] SHOCKLEY, W. and J. BARDEEN: Phys. Rev. **77**, 407 (1950). — J. BARDEEN and W. SHOCKLEY: Phys. Rev. **80**, 72 (1950). — [14] CONWELL, E. M. and V. F. WEISSKOPF: Phys. Rev. **77**, 388 (1950).

Dr. E. GROSCHWITZ und Dr. R. WIESNER, München
Werkwerk für Bauelemente
der Siemens & Halske AG.

Zum Mechanismus des spannungsabhängigen Kontaktwiderstands von Siliziumkarbid

Von W. HEYWANG

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 11. Februar 1956)

I. Einleitung

Über Leitfähigkeit und kapazitives Verhalten von SiC-Kontakten liegen eingehende Untersuchungen, vor allem von BRAUN und BUSCH [1] vor. Die Ver-

fasser vermochten ihre Beobachtungsergebnisse nur unvollständig und unvollständig gut zu erklären unter der Annahme einer SiO₂-Deckschicht, die die Leitfähigkeit des Kontaktes für geringe Spannungen wesentlich herabsetzt, bis sie bei höheren Spannungen nach dem Tunneleffekt durchdrungen wird.

Ungeklärt bzw. nur teilweise geklärt blieben jedoch folgende Tatsachen:

1. Die durch die Dicke der Sperrschicht bestimmte Kapazität der Kontakte und ihre Druckabhängigkeit zeigen einen Gang mit der Farbe des SiC (Abb. 1).

2. Die Sperrschicht läßt sich auch unter äußerster Vorsichtsmaßnahmen nicht beseitigen, wie JONES, SCOTT und SILLARS [2] zeigten. Die Sperrwirkung wird dabei kaum beeinflusst außer bei sehr starker Autoxydation.

3. Der Temperaturgang der Kontaktleitfähigkeit Σ weist bei geringen Kontaktspannungen einen von normalen Halbleiterverhalten, wie es für eine chemische Deckschicht zu erwarten wäre, abweichenden Gang auf (Abb. 2):

$$\Sigma = \Sigma_0 e^{\lambda T} \quad (I.)$$

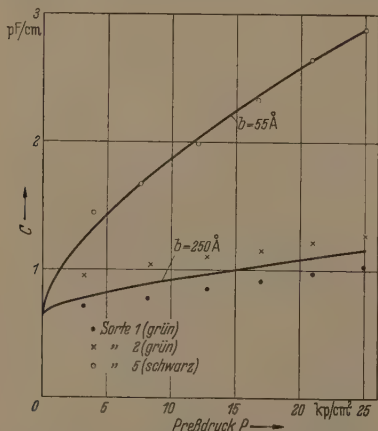


Abb. 1. Kontaktkapazität von SiC-Pulver (Kornradius $5 \cdot 10^{-4}$ cm, Meßpunkte von BRAUN und BUSCH [1], theoretische Kurven ausgezogen).

bei ist der Temperaturbeiwert λ von der Farbe des abhängig:

„grüner“ Karborund $\lambda = 2,37 \cdot 10^{-3}$
 „schwarzer“ Karborund $\lambda = 1,38 \cdot 10^{-3}$

anz abgesehen von dem anderen Charakter des Temperaturganges (I.1) wäre bei einer halbleitenden Deckschicht, die im thermischen Kontakt mit dem SiC-Gitter steht und gleiches Fermi-Niveau wie dieses hat, eine andere Größenordnung von λ zu erwarten; denn die Gleichung

$$\lambda = - \frac{d}{dT} \frac{E - \zeta}{kT} \approx \frac{E - \zeta}{k\Theta^2} \quad (I.2)$$

ergäbe für eine mittlere Temperatur Θ von 500°K und eine Übertrittsarbeit $E - \zeta$ von 3 bis 4,5 eV [1; 3]:

$$\lambda \approx 0,14 \text{ bis } 0,21.$$

(I.3)

Grund der Unbeeinflussbarkeit der Sperrschicht durch chemische Behandlung schlugen JONES, SCOTT und SILLARS [2] ein Halbleitermodell vor, bei dem eine Raumladungssperrschicht durch energetisch ferliegende Oberflächenterme erzeugt wird (Abb. 3). soll im folgenden gezeigt werden, daß die oben fgezählten Punkte durch dieses Randschichtmodell ter geeigneten Annahmen über die Funktion der verflächenterme richtig wiedergegeben werden, daß es als brauchbare Grundlage angesehen werden darf¹ [4].

II. Termverteilung

Zwar treten in technischem SiC im allgemeinen drei Störterme in der Nähe des Leitungs- bzw. Valenzniveaus auf [5; 6]. Das vereinfachte Modell der Abb. 3 soll jedoch für die Berechnungen beibehalten werden, da sich aus ihm die wesentlichen Ergebnisse ableiten lassen. Für die numerischen Auswertungen sollen vor allem die bei schwarzem Karborund gemessenen Werte verwendet werden, da die Eigenschaften der stärker verunreinigten dunklen Qualitäten relativ weniger schwanken [7]. Die Akzeptoren- bzw. Donatorendichte habe demnach [5; 6] den hohen Wert

$$n = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad (II.1)$$

daß bei der geringen Aktivierungsenergie von etwa 0,1 eV die Fermikante in nächster Nähe der Bandgrenze liegt²

$$-\zeta < 0,1 \text{ eV}. \quad (II.2)$$

Die Anzahl und Natur der Oberflächenterme ist weniger bekannt, so daß die Annahmen mit höherer Unsicherheit behaftet sind. Der Abstand E vom Leitungsband entspricht etwa der Höhe der Potentialbarriere an der Oberfläche, die nach E. HOLM [3] in der Größenordnung von 3 eV liegt. Dieser Wert

muß aber beim Übergang zum Raumladungsmodell verringert werden, und zwar scheint

$$E = 2 \text{ eV} \quad (II.3)$$

eine gute Beschreibung aller Phänomene zu gestatten.

In Anbetracht der großen Donatorendichte n muß auch die Anzahl N der Oberflächenterme groß sein, wenn wesentliche Effekte hervorgerufen werden sollen. Es liegt darum nahe, N entweder der Anzahl der Si- bzw. C-Atome auf der Oberfläche gleichzusetzen oder aber der Anzahl der Si- bzw. C-Atome an der Oberfläche, die Strukturreflexionsebenen angehören¹. Im ersten Fall ergibt sich im Mittel

$$N = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}. \quad (II.4)$$

Im zweiten Fall ist diese Zahl noch mit der relativen Häufigkeit des Schnittes der Strukturreflexionsebenen mit der Oberfläche zu multiplizieren. Die relative Häufigkeit dieser Ebenen selbst beträgt bei schwarzem SiC etwa 0,4, weil es im Mittel zu gleichen Teilen aus SiC I, SiC II und SiC III besteht [7]. Die

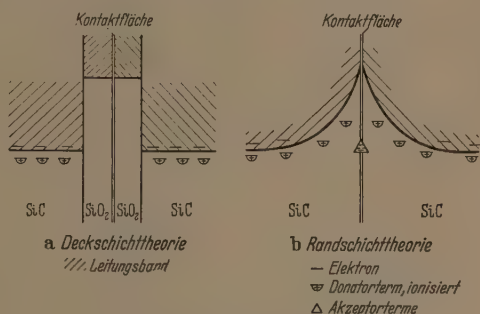


Abb. 3. Bändermodell beim SiC-Kontakt.

relative Häufigkeit des Schnittes mit einer Oberfläche ist wegen der drei Dimensionen um den Faktor 3 kleiner, so daß im zweiten Fall folgt

$$N' = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}. \quad (II.5)$$

Bei den in Frage stehenden hohen Termichten N bzw. N' spaltet zwar der Energiewert E auf, doch dürfte dies von sekundärem Einfluß sein. Auch die Oberflächenleitfähigkeit ist in Anbetracht der hohen Dotierung des Volumens vernachlässigbar.

Für die Dielektrizitätskonstante soll in Übereinstimmung mit J. T. KENDALL [8] der Wert $\epsilon = 7$ verwendet werden.

III. Kontaktkapazität

Durch den Übergang der Elektronen in die Oberflächenterme entsteht eine Randschicht der Breite b mit einer Raumladungsdichte

$$q = q_n \quad (III.1)$$

(q Elementarladung), die zu einer Aufbäumung des Leitungsbandes führt. Das elektrostatische Zusatzpotential φ_0 der Elektronen an der Oberfläche ergibt

¹ Gegebenenfalls unter Vertauschung des Leitungstyps.
² Das effektive Bandgewicht liegt in der Größenordnung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

¹ In diesen Ebenen liegen die Si- bzw. C-Atome in hexagonaler, in den anderen in kubischer dichtester Kugelpackung.

sich aus der Breite der Randschicht zu

$$\varphi_0 = \frac{b^2}{2} \frac{q^2 n}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (\text{III.2})$$

Ein weiterer Zusammenhang zwischen φ und b folgt aus der Tatsache, daß sich alle Elektronen aus der Raumladungszone in Oberflächentermen befinden, deren Besetzungsdichte durch die Fermistatistik festgelegt ist:

$$n \cdot b = \frac{N}{\frac{\varphi_0 - E - \zeta}{e} \cdot \frac{1}{kT} + 1} \quad (\text{III.3})$$

Eine Abschätzung zeigt

$$\varphi_0 - E - \zeta \ll E \quad \text{oder} \quad \varphi_0 \approx E. \quad (\text{III.4})$$

Damit folgt für die Breite der Raumladungszone

$$b = \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 E}{q^2 n}} \quad (\text{III.5})$$

oder mit den numerischen Werten aus Abschnitt II für schwarzes SiC:

$$b = 62 \text{ \AA}. \quad (\text{III.5}')$$

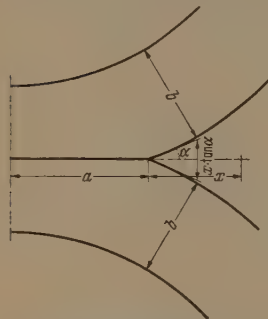


Abb. 4. Streukapazität (a Radius des Berührungskreises, x Bereich der Streukapazität, α (an einem mittleren Kornabstand im Streubereich).

Dieser Wert liegt beträchtlich über dem von BRAUN und BUSCH [1] auf Grund von Kapazitätsmessungen angegebenen von etwa 30 Å; doch bedarf ihre Auswertung einer Verfeinerung derart, daß der realen Kornanordnung und der Streukapazität c_s außerhalb des eigentlichen Berührungsbereiches Rechnung getragen wird.

Für die Kapazität eines Einzelkontaktes gilt (vgl. Abb. 4)

$$c = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 a^2 \pi}{2b} + c_s. \quad (\text{III.6})$$

Dabei ist der Radius a des Berührungskreises durch die HERTZsche Beziehung gegeben

$$a = \sqrt{\frac{3 \mu p R}{16 M}} \quad (\text{III.7})$$

(Elastizitätsmodul $M \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ dyn cm}^{-2}$)

POISSONSche Querszahl $\mu \approx 10/3$

Radius des Einzelkornes $R \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$

Druck pro Einzelkontakt p)

Die Streukapazität c_s läßt sich in folgender Weise abschätzen (vgl. Abb. 4)

$$c_s \approx \frac{2 \pi a x \varepsilon_0}{2b/\varepsilon + x \tan \alpha} = \frac{2 \pi a x \varepsilon_0}{2b/\varepsilon + a x/R}. \quad (\text{III.8})$$

Für kleine b/s strebt dieser Ausdruck dem druckunabhängigen Wert

$$c_s \approx 2 \pi \varepsilon_0 R \quad (\text{III.8}')$$

zu.

Der Zusammenhang zwischen dem makroskopischen Druck P und dem Druck p je Einzelkontakt ergibt sich am leichtesten durch die Überlegung, daß P am Einzelkorn diskontinuierlich durch die Last auf den

Berührungsstellen realisiert ist¹

$$P = \frac{z p}{4 \pi R^2}. \quad (\text{III.9})$$

Weil eine statistische Häufung von Körnern mit idealer Kugelgestalt vorliegt, dürfte die Anzahl z Kontakte etwas unter dem der dichtesten Kugelpackung entsprechenden Maximalwert 12 liegen, daß

$$z = 10 \quad (\text{III.10})$$

als vernünftiger Wert angesehen werden kann.

Die Gesamtkapazität eines Kubikzentimeters körnigen Materials wurde in folgender Weise ermittelt. Bei dichtester Kugelpackung sind in einer Schicht $\frac{1}{(2R)^2} \cdot 2/\sqrt{3}$ Körner enthalten. Der

stand der einzelnen Schichten beträgt $2R \sqrt{\frac{2}{3}}$, und jede Schicht ist durch 3 Kontaktkapazitäten je Korn mit der nächsten verknüpft.

Bei der realen Kugelanordnung sind jedoch $z/12$ Kontaktkapazitäten wirksam, so daß schließlich ergibt:

$$C = \frac{z}{12} \frac{\sqrt{2}}{R} c \quad (\text{III.11})$$

oder mit Gl. (III.6, 7, 8' u. 9)

$$C = \frac{z \sqrt{2}}{6} \pi \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\varepsilon R}{4b} \left(\frac{3 \pi \mu}{4 M z} \right)^{2/3} P^{2/3} \right). \quad (\text{III.12})$$

Unter Verwendung der numerischen Werte aus (III.7 u. 10) sind dies sich aus Gl. (III.11') ergeben theoretischen Kurven in Bild 1 eingetragen. $b = 55 \text{ \AA}$, was nur wenig von Gl. III.5' abweicht, besteht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten für schwarzes SiC. Bei grünem SiC ist die Übereinstimmung nicht ganz so befriedigend, da hier die nur grob abgeschätzte Streukapazität stärker eingeht. Die Breite der Randschicht liegt bei 250 Å, woraus sich bei gleich großem E eine Donorkonzentration von

$$n = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{III.13})$$

errechnet.

IV. Der Kontaktwiderstand

A. Allgemeine Grundlagen

Wegen der aus der hohen Dotierung folgenden starken Bandkrümmung in der Randschicht wird Potentialberg an der Oberfläche leichter durchdrungen als thermisch überwunden. Dabei werden die Elektronen direkt von Leitungsband des einen Kornes zu dem des anderen überwechseln, während die anderen die Oberflächenterme gleichsam als Trittsteine benutzen. Da die Oberflächenterme dem verwendeten Modell im stromlosen Fall größtenteils unbesetzt sind, ist der Weg über die Oberflächenterme infolge der Verkürzung der Tunnelwege stark bevorzugt, während der direkte vernachlässigt werden darf.

Weil beim Stromdurchgang die Randschicht auf beiden Seiten des Kontaktes verschieden be-

¹ Hierdurch wird sowohl der realen Kornanordnung, auch der Tatsache, daß P keine gerichtete Kraft ist, Rechnung getragen, was bei der Abschätzung von BRAUN und BUSCH [1] nicht gelang.

den, sollen im folgenden die Oberflächenterme der Körner ohne Rücksicht auf eine evtl. dünne Umschicht zusammengefaßt werden unter Verwendung des Symbols \bar{N} .

Im allgemeinen liegt nahezu der gesamte Spannungsabfall am Kontakt selbst, so daß im Innern des Kristalls das Fermipotential konstant ist und das Elektronengas auch bei Stromdurchgang im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Der Unterschied der Fermikanten bzw. der unteren Grenzflächen beider Körner ist gleich der am Kontakt liegenden Spannung U . Zwischen der Höhe des Kontaktpotentials φ und der Breite der Randschichten gelten analog Gl. (III.4) die Beziehungen

$$\varphi_0(U) = \frac{q^2 n}{2 \epsilon_0 \epsilon} b_i^2 = \frac{q^2 n}{2 \epsilon_0 \epsilon} b_r^2 - U. \quad (IV.1)$$

Weiterhin ist der Sprung der dielektrischen Verbiegung an der Oberfläche durch die Anzahl der gesetzten Oberflächenterme \bar{N}_b festgelegt:

$$\bar{N}_b = n(b_r + b_i). \quad (IV.2)$$

Durch Vereinigung von Gl. (IV.1) und (IV.2) gilt

$$\varphi(U) = \frac{q^2 n}{2 \epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{\bar{N}_b}{2n} - \frac{\epsilon_0 \epsilon U}{\bar{N}_b q^2} \right)^2. \quad (IV.3)$$

Der stationären Zustand ist der von links und rechts die Oberflächenterme zufließende Elektronenstrom gleich dem abfließenden: (vgl. Abb. 5)

$$\vec{j}_i = \vec{j}_l = \vec{j}_r = \vec{j}_r. \quad (IV.4)$$

Der Pfeil gibt die Stromrichtung, die Indizes i (links) und r (= rechts) die Seite an).

Allgemein ist der Strom proportional zur Anzahl der Elektronen im Ausgangszustand, zur Anzahl der freien Plätze im Endzustand und zur Übergangswahrscheinlichkeit W . Setzt man das effektive Übergangsgewicht gleich ν , so folgt daher

$$\left. \begin{aligned} \vec{j}_i &= q \nu \frac{\nu}{1 + e^{-\zeta/kT}} (\bar{N} - \bar{N}_b) \vec{W}_i, \\ \vec{j}_i &= q \nu \frac{\nu e^{-\zeta/kT}}{1 + e^{-\zeta/kT}} \bar{N}_b \vec{W}_i, \\ \vec{j}_r &= q \nu \frac{\nu e^{-\zeta/kT}}{1 + e^{-\zeta/kT}} \bar{N}_b \vec{W}_r, \\ \vec{j}_r &= q \nu \frac{\nu}{1 + e^{-\zeta/kT}} (\bar{N} - \bar{N}_b) \vec{W}_r. \end{aligned} \right\} \quad (IV.5)$$

abei bedeutet ν den Stromeinzugsbereich eines oberflächenelements je Sekunde.

B. Übergangswahrscheinlichkeit

Beim Übergang vom Kristallinnern in den Oberflächenterm bzw. umgekehrt wird das Elektron von seiner Ausgangsenergie φ_a thermisch angeregt zu einer Endenergie φ_b , mit der es den Potentialberg durchdringt. Es gilt daher allgemein

$$W = W_{th}(\varphi_a, \varphi_b) W_T(\varphi_b). \quad (IV.6)$$

Es bedeutet $W_{th}(\varphi_a, \varphi_b)$ die thermodynamische Übergangswahrscheinlichkeit zur Energie φ_b und $W_T(\varphi_b)$ die Durchlässigkeit des Potentialbergs für den Tunneleffekt bei der Energie φ_b .

Nach EYRINGS Theorie gilt

$$W_{th} = \frac{kT}{h} e^{-\frac{\varphi_b - \varphi_a}{kT}}. \quad (IV.7)$$

Hier ist für φ_a , je nach dem, ob das Elektron vom Band oder von den Oberflächentermen ausgeht, die Energie des unteren Bandrandes oder die der Oberflächenterme zu setzen.

Die Durchlaßwahrscheinlichkeit W_T beim Tunneleffekt läßt sich am besten aus der Dämpfung der Elektronenwelle im Potentialberg ermitteln. Dabei kann man sich wegen der geringen Durchlässigkeit auf die völlig reflektierte Welle beschränken. Da die Elektronenwelle im Kristallinnern ungedämpft verläuft, ist W_T gegeben durch das Verhältnis der Elektronendichte an der Oberfläche zur Elektronendichte am inneren Rand der Raumladungszone:

$$W_T = \left| \frac{\psi(0)}{\psi(-b)} \right|^2. \quad (IV.8)$$

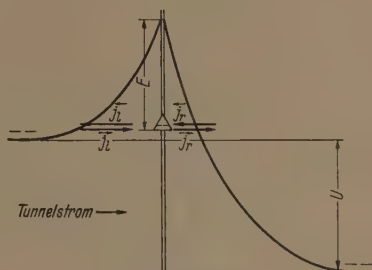


Abb. 5. Kontaktströme.

Im Randschichtbereich hat die SCHRÖDINGER-Gleichung des Elektrons die Form

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(\varphi_b - \frac{q^2 n}{2 \epsilon_0 \epsilon} (x+b)^2 \right) \psi = 0, \quad (IV.9)$$

die mit

$$x + b = \alpha \xi, \quad \alpha^4 = \frac{\hbar^2 \epsilon_0 \epsilon}{4 m n q^2} \quad (IV.10)$$

und

$$\left. \begin{aligned} \varphi_b &= q \hbar \sqrt{\frac{n}{\epsilon_0 \epsilon m}} \left(i + \frac{1}{2} \right), \\ \varphi_0 &= q \hbar \sqrt{\frac{n}{\epsilon_0 \epsilon m}} \frac{b^2}{4 \alpha^2} \end{aligned} \right\} \quad (IV.11)$$

übergeht in

$$\frac{d^2 \psi}{d\xi^2} + \left(i + \frac{1}{2} - \frac{\xi^2}{4} \right) \psi = 0. \quad (IV.12)$$

Diese Differentialgleichung hat als Lösung die Funktionen des parabolischen Zylinders [9], von denen hier die für $\xi \rightarrow \infty$ verschwindende interessiert

$$\psi = D_i(\xi). \quad (IV.13)$$

Einsetzen in Gl. (IV.8) ergibt unter Verwendung von Gl. (IV.10):

$$W_T = \left| \frac{D_i\left(\frac{b}{\alpha}\right)}{D_i(0)} \right|^2. \quad (IV.14)$$

Solange

$$\left| \frac{b}{2 \alpha} \right|^2 \gg \left(i + \frac{1}{2} \right) \quad (IV.15)$$

¹ Der Energieanteil für die Bewegung in y - und z -Richtung ist vernachlässigt.

ist, kann man die asymptotische Entwicklung von D_i verwenden und man erhält

$$\ln W_T = -\frac{1}{2} \left(\frac{b}{\alpha} \right)^2 + i \ln \frac{1}{2} \left(\frac{b}{\alpha} \right)^2 + 2 \ln \Gamma \left(\frac{1-i}{2} \right) - \ln \pi. \quad (\text{IV.16})$$

Da auch φ_b -Werte interessieren, bei denen die Ungleichung (IV.15) nicht erfüllt ist, soll noch eine gröbere, aber über einen weiteren Bereich gültige Abschätzung gegeben werden. Aus dem Ansatz

$$\psi = e^{i\chi dx} \quad (\text{IV.17})$$

erhält man durch Einsetzen in die Differentialgleichung (IV.9) unter Vernachlässigung von χ'

$$\chi = -\frac{1}{h} \sqrt{2m \left(\frac{q^2 n}{2\varepsilon \varepsilon_0} (x+b)^2 - \varphi_b \right)} \quad (\text{IV.18})$$

und

$$\ln W_T = -\frac{2}{q h} \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon m} \left\{ \sqrt{\varphi_0 (\varphi_0 - \varphi_b)} - \varphi_b \ln \left(\sqrt{\frac{\varphi_0}{\varphi_b}} + \sqrt{\frac{\varphi_0 - \varphi_b}{\varphi_b}} \right) \right\}. \quad (\text{IV.19})$$

C. Die Kontakteitfähigkeit für kleine Spannungen

Durch kleine Spannungen bleibt die Besetzungsdichte der Oberflächenterme nahezu unbeeinflusst, so daß aus Gl. (IV.3) folgt

$$\varphi_0(U) = \varphi_0(0) - \frac{U}{2}. \quad (\text{IV.20})$$

Das heißt, das Oberflächenpotential liegt, abgesehen vom Zusatzpotential $\varphi_0(0)$, genau zwischen dem Potential der sich berührenden SiC-Körner.

Für $\varphi_0(0)$ wurde in Gl. (III.4) eine erste Näherung angegeben. Die für feinere Untersuchungen notwendigen höheren Glieder ergeben sich durch Kombination von Gl. (III.3) u. (III.5):

$$\varphi_0(0) = E + \zeta + kT \ln \frac{\bar{N}q}{\sqrt{2\varepsilon \varepsilon_0 E n}}. \quad (\text{IV.21})$$

Wie schon oben dargelegt, ist der günstigste Weg des Stromdurchgangs von Korn zu Korn der über die Oberflächenterme. Dementsprechend geht der Tunneleffekt auch mit der Energie der Oberflächenterme vor sich:

$$\varphi_b = \varphi_0(U) - E. \quad (\text{IV.22})$$

Da die Randschicht in ersten Näherung auf beiden Seiten gleich ist, sind sämtliche Durchlaßwahrscheinlichkeiten W_T in den Gl. (IV.5) u. (IV.6) gleich, und man erhält aus Gl. (IV.4, 5, 6 u. 7) für die Besetzungsdichte der Oberflächenterme:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{N}_b}{\bar{N} - \bar{N}_b} &= e^{-\frac{\varphi_0(0) - E - \zeta}{kT}} \cos h \frac{U}{2kT} \\ &\approx e^{-\frac{\varphi_0(0) - E - \zeta}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.23})$$

Der Gesamtstrom ist nach Gl. (IV.5, 6 u. 7)

$$\begin{aligned} j &= \vec{j}_1 - \vec{j}_2 \\ &= \frac{q}{2h} v \bar{N} v e^{-\frac{\varphi_0(0) - E - \zeta}{kT}} W_T U. \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

¹ Hierdurch wird nachträglich die Annahme bestätigt, daß \bar{N}_b in erster Näherung von kleinen Spannungen nicht beeinflusst wird.

Bemerkenswert ist, daß durch Einsetzen von (IV.21) der scheinbar falsche Temperaturgang (proportional $\exp(-B/T)$) verschwindet:

$$j = \frac{v}{h} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 E \cdot n}{2}} v W_T U. \quad (\text{IV.25})$$

Als einziges Glied mit wesentlicher Temperaturabhängigkeit ist W_T verblieben, für das im vorliegenden Fall kleiner Kontaktspannung die Formel (IV.19) verwendet werden darf. Wir spalten es nach (IV.21 u. 22) unter Verwendung von Gl. (IV.11) in einen temperaturunabhängigen und einen temperaturabhängigen Anteil auf, jeweils unter Vernachlässigung kleiner Glieder:

$$\ln W_T = -\frac{2}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 m}{n}} \varphi_0 + \dots + kT \ln \left(\frac{\bar{N}q}{\sqrt{2\varepsilon \varepsilon_0 E n}} \right) \cdot \left[\frac{1}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon m}{n}} \left(-2 + \ln \frac{1}{2} \left(\frac{b}{a} \right)^2 + 2 \frac{d}{di} \ln \Gamma \left(\frac{1-i}{2} \right) \right) + \frac{i}{\varphi_c} \right] + \dots \quad (\text{IV.26})$$

Nun kann nach Gl. (III.4) $\varphi_0 \approx E$ und wegen des geringen Wertes von φ_b nach Gl. (IV.11) $i \approx -1$ gesetzt werden. Damit erhält man

$$\ln W_T = -\frac{2}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 m}{n}} E + \dots + kT \ln \left(\frac{\bar{N}q}{\sqrt{2\varepsilon \varepsilon_0 E n}} \right) \cdot \left[\frac{1}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon m}{n}} \left(-2 + \ln \frac{2E}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 m}{n}} + 1,09 \right) - \frac{1}{2E} \right] + \dots \quad (\text{IV.27})$$

Einführen in Gl. (IV.25) ergibt den von BRAUN und BUSCH [1] beobachteten Charakter der Kontakteitfähigkeit (I.1) mit

$$\Sigma_0 = q \frac{v}{h} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 E n}{2}} \exp \left(-\frac{2}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon m}{n}} E \right), \quad (\text{IV.28})$$

$$\lambda = k \ln \left(\frac{\bar{N}q}{\sqrt{2\varepsilon \varepsilon_0 E n}} \right) \left[\frac{1}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon m}{n}} (-0,91) + \ln \frac{2E}{q h} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 m}{n}} - \frac{1}{2E} \right]. \quad (\text{IV.29})$$

Um den Wert von Σ_0 zu ermitteln, muß man v abschätzen. Läßt man Winkel bis zu 45° für die Durchdringung des Potentialwalles zu, so kann ein Oberflächenterm mit der Fläche πb^2 jenseits des Potentialberges in Wechselwirkung treten. Die Tiefe τ in einer Sekunde erreichbaren Raumes v entspricht der mittleren Elektronengeschwindigkeit τ im Gitter, so daß die Abschätzung ergibt:

$$v \approx \pi b^2 \tau \approx \pi b^2 \sqrt{\frac{2(\varphi_0 - E)}{m}}. \quad (\text{IV.30})$$

Damit folgt unter Verwendung der numerischen Werte eine vernünftige Größenordnung¹

$$\Sigma_0 \approx 10^{-4} \frac{1}{\Omega \text{ cm}^2}. \quad (\text{IV.31})$$

¹ Vgl. hierzu E. HOLM [3] Abb. 14. Beim Übergang zum absoluten Nullpunkt sinkt die dort angegebene Leitfähigkeit noch um den Faktor 10 (vgl. (I.1)). Die hierbei zutage tretende gute Übereinstimmung ist bei der groben Abschätzung von v nur als Zufall anzusprechen. $E = 3 \text{ eV}$ ergäbe jedoch einen um Größenordnungen zu tief liegenden Wert.

läßt sich jedoch in Anbetracht der groben Verhältnisse hieraus nicht entnehmen. Insbesondere kann wegen der hohen Empfindlichkeit von Σ_0 die Wahl von E kein Vergleich zwischen der Änderung von n - und p -Material vorgenommen werden.

Bedeutend erscheint hingegen der qualitative Gang der Temperaturabhängigkeit, den eine Schichttheorie nicht hätte geben können. Er lautet einesteiis darauf, daß die normale exponentielle $1/T$ -Abhängigkeit durch das Höherücken der flächenterme mit wachsender Temperatur verdrängt wird, andernteils auf der gleichzeitigen Abnahme des Potentialwalls, die den richtigen exponentiellen Gang $\text{prop. } T$ hervorruft (vgl. Abb. 6).

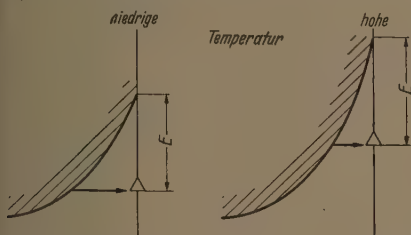


Abb. 6. Verkürzung des Tunnelwegs durch Temperaturerhöhung.

Auch quantitativ wird der Temperaturgang wieder gegeben, wie das Einsetzen der numerischen Werte¹ für schwarze Karborund zeigt:

$$\lambda = 13,0 \cdot 10^{-3}, \quad \lambda' = 7,8 \cdot 10^{-3}. \quad (\text{IV.32})$$

Allein der mit N berechnete Wert λ stimmt mit dem experimentell gefundenen Wert sehr gut überein. Aber auch der mit N' ermittelte Wert λ' liegt der richtigen Größenordnung. Dies scheint um so bedeutsamer, als die etwas willkürliche Wahl von N und N' keinen wesentlichen Einfluß hat. λ somit λ' auf experimentelle Daten zurückgeführt ist, die in keinem unmittelbaren Zusammenhang mit dem Temperaturgang stehen.

Nach Gl. (IV.29) zeigt λ im wesentlichen einen $\text{prop. } (m/n)^{1/2}$. Ein Vergleich der experimentellen λ -Werte ergibt demnach

$$\frac{(n/m)_{\text{schwarz}}}{(n/m)_{\text{grün}}} \approx 3 \quad (\text{IV.33})$$

Führt man in diese Gleichung das Dotierungsverhältnis der beiden Sorten ein, wie es sich aus dem Kapazitätsverhalten ergab (Gl. (II.1 und (III.13)), erhält man ein Massenverhältnis

$$\frac{m_{\text{grün}}}{m_{\text{schwarz}}} = \frac{m_n}{m_p} \approx 0,2 \quad (\text{IV.33'})$$

m_p effektive Massen von Elektronen bzw. Defekttronen). Dieser im Vergleich zu Germanium ($m_n/m_p \approx 0,75$)² und Silizium ($m_n/m_p \approx 0,65$)² ziemlich niedrige Wert läßt sich vielleicht auf den heterogenen Bindungsanteil zurückführen, der aus der verschiedenen Größe der Atomrümpfe folgt (in

¹ Für m wurde die Masse m_0 des freien Elektrons eingesetzt. Dieser Wert dürfte nicht weit fehlgehen in Anbetracht der effektiven Massen der Defekttronen bei Ge ($\approx 0,3 m_0$) und Si (etwa $0,5 m_0$).

² Bestimmt aus dem Beweglichkeitsverhältnis.

Analogie zu den niedrigen Werten vom m_n/m_p bei den $A^{III}B^V$ -Verbindungen).

D. Der Widerstandszusammenbruch

Für höhere Spannungen U darf der rückwärts fließende Elektronenstrom vernachlässigt werden. Damit gehen die Gl. (IV.4) und (IV.5) über in

$$(\bar{N} - \bar{N}_b) \bar{W}_i = \bar{N}_b \bar{W}_r e^{-\zeta/kT} \quad (\text{IV.34})$$

Sowohl der Tunneleffekt vom Innern des Gitters zur Oberfläche als auch der von der Oberfläche ins Innere des nächsten Kornes kann nach Abb. 7 ohne

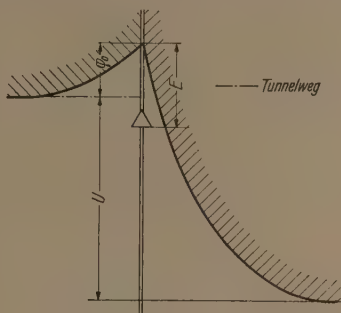


Abb. 7. Tunnelwege bei hohen Kontaktspannungen.

thermische Anregung erfolgen, sobald das Niveau der Oberflächenterme unter den linken unteren Bandrand gesunken ist. Es gilt daher

$$\bar{W} = \frac{kT}{h} W_T. \quad (\text{IV.35})$$

Da nun auch Tunnelwege auf Energiestufen weit über dem Bandrand im Kristallinnern (Abb. 7, rechte Seite) in Frage kommen, soll für W_T die Näherungsformel (IV.19) verwendet werden. Auf der linken Seite des Kontaktes wird der Potentialberg mit der Energie des Bandrandes durchtunnelt; d. h. $\varphi_0 = 0$ und man erhält:

$$\ln W_{Ti} = -\frac{2}{q\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 m}{n}} \varphi_0. \quad (\text{IV.36})$$

Die Durchlaßwahrscheinlichkeit auf der rechten Seite erhält man hingegen nach Abb. 7, wenn man in Gl. (IV.19) φ_0 durch $\varphi_0 + U$ und φ_b durch $\varphi_0 + U - E$ ersetzt:

$$\ln W_{Tr} = -\frac{2}{q\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 m}{n}} \left(\sqrt{(\varphi_0 + U) E} - (\varphi_0 + U - E) \ln \left(\sqrt{\frac{\varphi_0 + U}{\varphi_0 + U - E}} + \sqrt{\frac{E}{\varphi_0 + U - E}} \right) \right) \quad (\text{IV.37})$$

Einführen von Gl. (IV.35, 36 u. 37) in Gl. (IV.34) ergibt die Beziehung

$$\left(\ln \frac{\bar{N}_b}{\bar{N} - \bar{N}_b} - \zeta/kT \right) \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{n}{\epsilon \epsilon_0 m}} = -\varphi_0 + \sqrt{\varphi_0 + U} \sqrt{E} - (\varphi_0 + U - E) \ln \left(\frac{\sqrt{\varphi_0 + U}}{\varphi_0 + U - E} + \sqrt{\frac{E}{\varphi_0 + U - E}} \right), \quad (\text{IV.38})$$

die im Verein mit Gl. (IV.3) das Problem bestimmt. Nun zeigt eine Übersichtsrechnung, daß der Wert der linken Seite je nach Annahme über N und ζ zwischen $-0,05$ und $0,1$ liegt und daß überdies dieser Wert nur unwesentlich von der mit U variierenden Besetzungsdichte \bar{N}_0 abhängt. Es wird daher der wesentliche Gang erhalten, wenn man die linke Seite gleich 0 setzt. Ein Teil der hierbei begangenen Vernachlässigungen entfällt, wenn man das Ergebnis für kleine Spannungen an die Werte aus Abschnitt IV. C angleicht. Die für verschiedene E -Werte durchgeführte numerische Auswertung ergibt unter Verwendung der aus Gl. (IV.5, 35 u. 36) folgenden Beziehung

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{2}{q\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 m}{n}} \varphi_0 \quad (\text{IV.39})$$

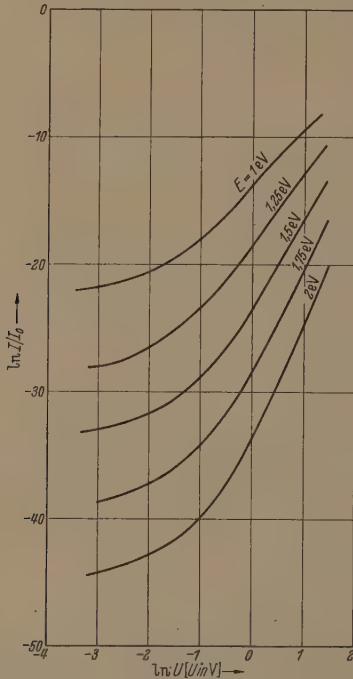


Abb. 8. Strom-Spannungskennlinie für mittlere Kontaktspannungen (theoretisch).

den in Abb. 8 aufgetragenen Zusammenhang. Bei etwa $0,3$ V Kontaktspannung biegen die Kurven in einen (bei doppelt logarithmischer Auftragung nahezu linearen Verlauf um. Es wird daher ein Gesetz

$$I \approx U^K \quad (\text{IV.40})$$

befolgt, wie es für die technisch üblichen Varistoren bekannt ist. Die Steilheit selbst hängt wenig von der Energie E ab. Bei $E = 2$ ergibt sich für K die Größenordnung 7. In Anbetracht der starken Vernachlässigung kann die Übereinstimmung mit dem bei körnigem SiC üblichen Werten $K \approx 5$ als gut bezeichnet werden, vor allem, wenn man bedenkt, daß bei willkürlicher Schaltung der Kontakte ein gewisser Steilheitsverlust zu erwarten ist.

E. Das Verhalten bei hohen Spannungen

Mit dem Ansteigen der Kontaktspannung wird der Potentialberg links immer weiter abgetragen, so daß

die Nachfuhr vom linken Kristall zu den Oberflächen ohne weiteres vor sich gehen kann. Kontaktwiderstand ist dann bestimmt durch W . Die dafür angegebene Formel (IV.37) vereinfacht sich für hohe U -Werte zu

$$j \sim W_{Tr} = \exp \left(-\frac{4}{3q\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 m}{n}} \frac{E^{3/2}}{U^{1/2}} \right). \quad (\text{IV.41})$$

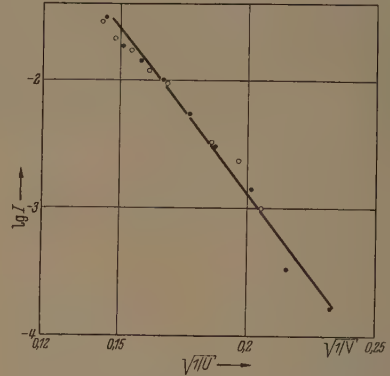


Abb. 9. Strom-Spannungskennlinie für hohe Kontaktspannungen (Meßpunkte von BRAUN und BUSCH [1]).

Auf der Deckschichttheorie aufbauend, leitete BRAUN und BUSCH [1] ein ähnliches Gesetz ab:

$$j \sim \exp \left(-\frac{4}{3\hbar} \sqrt{2m} W_a^{3/2} \frac{2\delta}{U} \varphi_N \right) \quad (\text{IV.42})$$

(W_a Austrittsarbeit, δ Dicke der Deckschicht, φ_N Neimfunktion), dessen exponentiellen Gang proportional φ_N/U sie qualitativ gut bestätigen konnten. Im untersuchten Bereich zeigt aber φ_N/U einen ähnlichen Gang wie $1/\sqrt{U}$, so daß sich bei Auftragen von $\lg I$ gegen $1/\sqrt{U}$ im Rahmen der Meßgenauigkeit¹ ebenfalls ein linearer Zusammenhang ergibt (Abb. 9). Aus der Neigung der Geraden errechnet sich aus Gl. (IV.41) unter Verwendung der numerischen Werte für schwarzes SiC

$$E \approx 2,3 \text{ eV} \quad (\text{IV.43})$$

in guter Übereinstimmung mit dem den übrigen Rechnungen zugrundegelegten Wert.

Der Gesamtstrom durch einen Kontakt ist proportional der Kontaktfläche und damit abhängig vom äußeren Druck. Unter Verwendung der Beziehung aus Abschnitt III ergibt sich mit Gl. (IV.41)

$$\ln I = -\frac{4}{3q\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 m}{n}} \frac{E^{3/2}}{U^{1/2}} + \frac{2}{3} \ln P + C; \quad (\text{IV.44})$$

die Konstante C hängt nur vom Kornradius ab. konstant gehaltenem Strom folgt hieraus eine exp

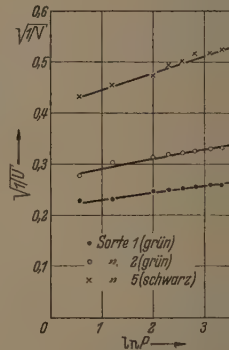


Abb. 10. Druckabhängigkeit der Kontaktspannung (Meßpunkte von BRAUN u. BUSCH [1]).

¹ Wegen der Eigenerwärmung bei den angewandten hohen Spannungen konnte nur im Impulsbetrieb gemessen werden.

stell gut bestätigte lineare Beziehung zwischen $\ln P$ und $1/\sqrt{U}$ (vgl. Abb. 10). Die Geraden schneiden die Achse ungefähr im gleichen Punkt, wie es nach der vorliegenden Theorie für Materialien mit gleichem Kristallradius zu erwarten ist. Einsetzen der numerischen Werte für schwarzes SiC ergibt eine Steilheit

$$\frac{d(1/\sqrt{U})}{d \ln P} = 3,13 \cdot 10^{-2} \text{ V}^{-1/2} \quad (\text{IV.45})$$

sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert $3,27 \cdot 10^{-2} \text{ Volt}^{-1/2}$.

Auch bei den grünen Sorten wird unter der Annahme eines gleichen E -Wertes und unter Verwen- der Gl. (IV.33) die Steilheit befriedigend wieder- eben.

V. Schlußbemerkungen

Bis zu einer Kontaktspannung von ca. 10 V läßt sich das Verhalten von SiC-Kontakten nach dem Randschichtmodell qualitativ und quantitativ richtig beschreiben. Bei höheren Kontaktspannungen ist auch die Kontaktwärmung nicht mehr zu vernachlässigen, so daß dieser Bereich nur mit einer entsprechenden Erweiterung der Formel erfaßt werden kann.

Für den spannungsabhängigen Kontaktwiderstand von SiC ist nach den vorliegenden Untersuchungen eine Randschicht und nicht eine Deckschicht maßgebend. Damit soll jedoch keineswegs die Existenz einer Deckschicht geleugnet werden. Vielmehr ist wie bei Germanium und Silizium anzunehmen, daß die Oberflächenterme durch die Bedeckung der Oberfläche — im vorliegenden Fall wohl mit Wasserstoff — hervorgerufen werden. Die Deckschicht selbst ist jedoch im allgemeinen so dünn, daß in erster Näherung vernachlässigt werden darf.

¹ Aus der Druckabhängigkeit darf dementsprechend nicht wie bei BRAUN und BUSCH [1] auf eine Druckabhängigkeit der Dicke der Sperrschicht geschlossen werden.

Zusammenfassung

Mit Hilfe des von JONES, SCOTT und SILLARS [2] vorgeschlagenen Halbleitermodells mit Raumladungssperrschicht an der Oberfläche läßt sich die Kapazität von SiC-Kontakten und ihre Druckabhängigkeit richtig beschreiben. Eine quantitative Behandlung des Leitungsmechanismus unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der Oberflächenterme gibt folgende bisher ungedeutete experimentelle Tatsachen qualitativ und quantitativ richtig wieder:

1. den anormalen Temperaturgang des Widerstands für geringe Spannungen (proportional $\exp(\lambda T)$),
2. das für den beginnenden Widerstandszusammenbruch gültige Gesetz $I \approx U^K$,
3. die Druckabhängigkeit der Kontaktspannung bei konstantem Kontaktstrom,
4. die spezifischen Unterschiede in Kapazität und Kontaktleitfähigkeit bei unterschiedlichem Reinheitsgrad (Farbe) des SiC.

Es kann daher dieses Randschichtmodell für Spannungen unter 10 V je Einzelkontakt als gesichert angesehen werden.

Herrn Prof. SCHOTTKY schulde ich vielen Dank für sein reges Interesse und kritische Bemerkungen bei der Entstehung der Arbeit.

Literatur. [1] BRAUN, A. u. G. BUSCH: *Helv. Phys. Acta* 15, 571 (1942). — [2] JONES, T. K., R. A. SCOTT u. R. W. SILLARS: *Proc. Phys. Soc.* 62, 333 (1946). — [3] HOLM, E.: *J. Appl. Phys.* 23, 509 (1952). — [4] HEYWANG, W.: *Phys. Verh. Jahrg.* 1954, S. 80. — [5] BUSCH, G.: *Helv. Phys. Acta* 19, 167 (1946). — [6] BUSCH, G. u. H. LABHART: *Helv. Phys. Acta* 19, 463 (1946). — [7] LUNDQUIST, D.: *Acta Chem. Scand.* 2, 117 (1948). — [8] KENDALL, J. T.: *J. Chem. Phys.* 21, 821 (1953). — [9] MAGNUS-OBRRHETTINGER: *Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik*, Berlin: Springer 1948.

Dr. W. HEYWANG,

Siemens u. Halske AG, WHL, Karlsruhe, Postfach 497.

Ein Lichtmodulator zum Betrieb von Ultrarotempfangsgeräten*

Von Rudolf KESSLER

Mit 2 Textabbildungen

(Eingegangen am 7. Januar 1956)

Die Verwendung intermittierenden Lichtes bei Messung sehr schwacher Strahlungen schränkt Störungen von außen und durch die Wärmebewegung in dem Maße ein, als es gelingt, die Selektivität der Anzeigegeräte für die Intermittenzfrequenz zu vergrößern. Gleichzeitig gelangt man dabei in den Bereich der zahlreichen Vorzüge einer Wechselstromverstärkung. Für die Thermostrome der Ultrarot-Spektroskopie ist sie zum ersten Mal von BREER [1] verwendet worden.

Die geringe Trägheit der jetzt gebräuchlichen Empfangsempfänger (Zapfenthermoelement, Golay-Spektroskop) gestattet die Verstärkung mit bequemen Übertragungsgliedern bei 10 bis 30 Hz. Da mit Rücksicht auf die Dauer des Meßvorganges und die Anforderungen an die Konstanz der Anlage Einstell-

zeiten über 20 sec kaum in Betracht kommen, kann man das Frequenzband immerhin bis auf 0,05 Hz zusammenziehen. Derart enge Bänder kann man ohne großen Aufwand nur mit gesteuerten Meßgleichrichtern erreichen [2], die dazu noch den Vorteil haben, von vornherein an die Empfangsfrequenz angepaßt zu sein. Man braucht also an deren Konstanz keine Anforderungen zu stellen und kann sie beliebig ändern. Der Meßgleichrichter ist z. B. als Ringmodulator ausgebildet. Die Gleichspannung erhält man als Differenzfrequenz Null aus dem Mischvorgang von Signalfrequenz mit der „Zwischenfrequenz“ der Steuerspannung. Das Bandfilter artet in ein Gleichspannungssieb aus. Die Bandbreite ist lediglich durch die Zeitkonstante des R-Gliedes gegeben.

Die Steuerung muß eine wohldefinierte, also mit Rücksicht auf den Phasengang der Verstärker regel-

bare Phasenlage besitzen. Hierzu haben mechanisch von der Welle der Lichtsirene gesteuerte Präzisionskontakte [3] gedient oder ein kleiner Wechselspannungsgenerator [4] auf diese Welle, an dessen Oberwellenfreiheit und Abschirmung gegen den auf derselben Frequenz arbeitenden Verstärker erhebliche Anforderungen gestellt werden müssen. Beide Anordnungen können im Laboratorium nicht improvisiert werden, im Gegensatz zu der folgenden:

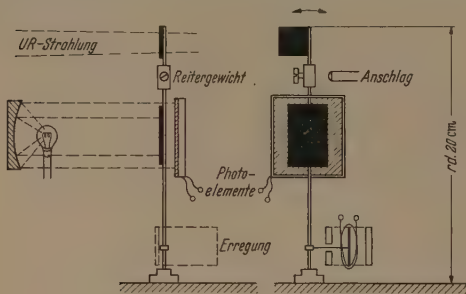


Abb. 1. Schematische Skizze der schwingenden Feder.

Eine Blattfeder wird elektromagnetisch selbst-erregt, wobei sinusförmige Ströme Verwendung finden. An ihrem freien Ende trägt die Feder zwei kleine Schirme übereinander (Abb. 1). Der eine öffnet den zu messenden Lichtstrahl beim Nulldurchgang. Durch die Trägheit des thermischen Indikators werden die Oberwellen dieser Modulation stark gemindert. Durch Anordnung an geeigneter Stelle im Strahlengang lassen sie sich außerdem klein halten. Der darunterliegende deckt die beiden Hälften eines beleuchteten Differentialphotoelementes in der Ruhelage gleich stark ab.

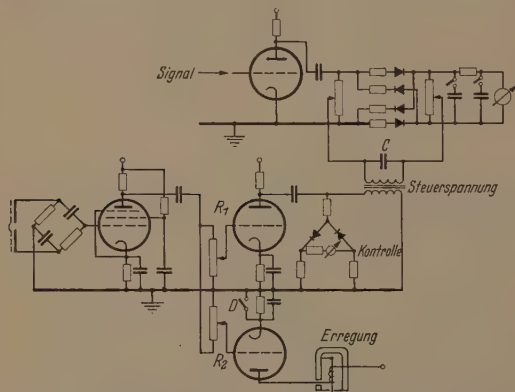


Abb. 2. Der Modulatorverstärker, in Verbindung mit dem Ringmodulator als gesteuerter Gleichrichter.

Da der Kurzschlußstrom eines Photoelementes proportional der beleuchteten Fläche ist, erhält man beim Schwingen der Feder einen Sinusstrom und über eine Phasenschieberbrücke und eine zweistufige Verstärkung (Abb. 2) seine sehr oberwellenfreie Steuerspannung von etwa 4 Volt für den aus vier Kristalldioden bestehenden Ringmodulator des Signalverstärkers. Dieselbe Spannung dient — über

ein einfaches phasendrehendes Kopplungsglied gezwungen — zur elektromagnetischen Selbst-erregung der Feder. Hierzu kann das „Freischwingersystem“ eines Kleinlautsprechers verwendet werden. Der lineare Bereich betriebene Verstärker bedingt einerseits einen sehr weichen Schwingungseinsatz, andererseits kann er die Amplitude nicht stabilisieren. Man hat sich — ohne Schaden für die Sinusform — auf einen weichen Anschlag für die Feder aus Gummi beworfen. Mit Hilfe des Widerstandes R_2 hält man die Erregung der Feder möglichst klein. Der Start geschieht durch einen Spannungsstoß (Druckknopf D). — Das Differentialphotoelement wird durch eine Glühlampe beleuchtet, die mit stabilisiertem Gleichstrom betrieben werden muß. — Ein Reitergewicht an der Feder erlaubt eine Frequenzvariation in geringen Grenzen.

Diese einfache Anordnung hat auch einige grundsätzliche Vorteile vor den technisch durchentwickelten: Die Breite der Spektrallinie im FOURIERSpektrum der intermittierenden Strahlung ist wesentlich kleiner als 0,05 Hz wegen der guten Konstanz der selbst-erregten Schwingung. Lichtsirenen mit mehreren Löchern haben mangels genügender Präzision meist viel breitere Spektrallinien, welche bewirken, daß nun das Rauschspektrum in derselben Breite gleichgerichtet wird. Der Rauschpegel steigt trotz der engen Selektionsglieder hinter dem Gleichrichter¹.

Eine mit Oberwellen behaftete Steuerspannung, z. B. bei Rechteckmodulation oder Kipp-Generatoren, bewirkt die Gleichrichtung des Rauschspektrums in der Nähe aller Oberwellen und zwar infolge der multiplikativen Mischung am quadratischen Glied der Gleichrichterkennlinie. Auf diese Weise wird die Bandbreite beträchtlich vergrößert. Dieser Effekt wird verstärkt, wenn die Kennlinie des Durchlaßes der Gleichrichter gekrümmt ist. Im vorliegenden Fall ergibt sich zwanglos eine oberwellenfreie Strahlung.

Die Anlage ist seit 2 Jahren störungslos an einer Ultrarot-Spektrometerapparatur in Betrieb.

Zusammenfassung

Zur Lichtmodulation in Ultrarot-Empfänger-Anzeige-Systemen, die nach dem Verfahren der intermittierenden Strahlung arbeiten, wird eine selbst-erregte schwingende Feder angegeben. Sie liefert eine rein sinusförmige Steuerspannung für den selbst-erregten Gleichrichter. Damit wird eine größere Selektivität erreicht. Die Anlage läßt sich aus handelsüblichen Teilen erstellen.

Literatur: [1] LEHRER, E.: Z. techn. Phys. 18, 393 (1947). — [2] GEYGER, W.: ATM Z 52—7 u. 52—8. — [3] HACK und M. KLOSE: Rohde & Schwarz Mitteilungen 1953 S. 155. — [4] LISTON M. D. and J. U. WHITE: J. Soc. A. 40, 36 (1950).

Dr. RUDOLF KESSLER
II. Physikalisches Institut
der Universität Köln.

¹ Vermutlich aus diesem Grund verwendet z. B. das kin-Elmer IR-Spektrometer [4] eine „Sirene mit einem Loch“, trotz der mechanischen Schwerfälligkeit.

Berichte

Über den UKW-Schwund und seine Analyse

VON GOTTFRIED ECKART

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 3. Januar 1956)

In drei Arbeiten [1], [2], [3] hat der Verfasser die Ausbreitung von Ultrakurzwellen untersucht, die von der Zone hervorgerufen wird, deren Dielektrizitätskonstante kleine Störungen erleidet. Es wurde zunächst in [1] eine statistische Beschreibung dieser „diffraktiven Turbulenz“ gegeben, dann die dadurch verursachte Streuung elektrischer Wellen studiert [2]; nun wurde das Streufeld als stochastischer Prozeß betrachtet und seine statistischen Eigenschaften untersucht [2]; zum Schluß wurden in [3] die Möglichkeiten betrachtet aus Streufeld-(d.h. Fading-)Beobachtungen auf die Abhängigkeit der Störungen der Dielektrizitätskonstante von Zeit und Raum zu schließen.

Diese Arbeiten entfalten naturgemäß einen erheblichen mathematischen Aufwand, der zwar unumgänglich notwendig ist, jedoch die Leserlichkeit für experimentierenden Physiker und Ingenieur stark ineträchtigt. Aus diesem Grunde soll in der vorliegenden Arbeit eine mehr physikalische Darstellung des Gesamtgebietes gegeben werden, die die mathematischen Ergebnisse der anderen Arbeiten benützt und zum Teil auch plausibel macht, ohne auf ihre Ableitung einzugehen. Damit wird eine physikalische Diskussion der genannten drei Arbeiten geliefert, wofür der Leser von dem mathematischen Apparat weitgehend entlastet ist.

1. Einführung und Problemstellung

Unsere folgenden Betrachtungen gelten für Ultrakurzwellen, d.h. für Wellen, deren Frequenz so hoch ist, daß der Einfluß der Ionosphäre in tieferen, unerschlossenen troposphärischen Schichten für ihre Ausbreitung nicht ins Gesicht fällt; diese Bedingung ist für Frequenzen $> 10^8$ Hertz entsprechend $\lambda > 3$ m genügend erfüllt. Die Wellen unterliegen dem Einfluß der Variation der Dielektrizitätskonstante in der Troposphäre, Variation, die von der Größenordnung 10^{-5} und kleiner ist. Die mittlere Schichtung der Atmosphäre, deren DK am Boden etwa $1 + 6 \cdot 10^{-4}$ und in 10 km Höhe etwa $1 + 10^{-4}$ beträgt, bringt ihrer Standardform eine Brechung der elektrischen Ausbreitung hervor, die die Reichweite eines Senders in einem bestimmten Maße gegenüber der in einer homogenen Atmosphäre existierenden erhöht [7], [8], [9], [10], [11]. Neben dieser Variation abhängig von der Höhe über der Erde im Standardfalle, in dem ein die die horizontal verlassender Strahl nicht mehr zu ihr zurückkehrt, obwohl er so gebrochen wird, daß er in langsamer von der Erde entfernt als in einer homogenen Atmosphäre, kommen noch andere Inhomogenitäten vor, die in geringen Höhen sehr erhebliche Vergrößerungen der Reichweite gegenüber dem Standardfalle bewirken. Der Gradient der DK kann in gewissen Höhenintervallen so stark werden, daß Teilchen wieder zur Erde zurückkehren, darüber hinaus kann, was besonders bei Temperaturinversionen vorkommt, oberhalb einer Schicht eine plötzliche

Verminderung der DK so eintreten, daß man sie mit einer gewissen Näherung als DK-Sprung idealisieren kann. Die Zone darunter hat dann Eigenschaften wie ein Hohlleiter, der sehr kurze Wellen unter einer kritischen passieren läßt, während er längere sperrt [10], [11], [12]. Diese Erscheinung bewirkt sehr erhebliche Vergrößerungen der Reichweite und wird als „Duct“ bezeichnet. Noch größere Reichweiten als die von einem solchen „Duct“ herrührenden, werden aber durch Streuung der Wellen an Zonen hervorgerufen, in denen die Dielektrizitätskonstante kleine Variationen aufweist, die sehr eng mit der atmosphärischen Turbulenz zusammenhängen, wie GORDON und BOOKER in [6] gezeigt haben. Solche Erscheinungen werden auch oft mit dem Namen: „atmosphärische Schlieren“ bezeichnet; sie kommen z.B. dadurch zustande, daß an sonnigen Tagen durch ungleichmäßige Erwärmung verschiedener Gebiete in einem beschränkten Umkreis, etwa über einer Stadt oder über einem Bergplateau, sich turbulente Vorgänge ausbilden, die mit Dichte- und daher DK-Variationen verbunden sind, die wir mit dem von Herrn FRAGER geprägten Wort „dielektrische Turbulenz“ bezeichnen wollen; es ist ja bekannt, daß gerade an sonnigen Tagen die Atmosphäre oft besonders „bockig“ ist. Eine solche Zone muß nun unter dem Einfluß einer von einem Sender herrührenden elektromagnetischen Strahlung Streufelder aussenden. Eine erste Untersuchung dieser Feldstreuung mittels einer von PEKERIS [13] stammenden mathematischen Methode haben, wie schon erwähnt, GORDON und BOOKER [6] durchgeführt. STARAS [14] hat einige mathematische Bedenken dagegen vorgebracht und die Behandlung durch Einführung anderer Correlationen modifiziert.

Der Verfasser hat nun in [1], [2], [3], [4], [5] eine weiterreichende Behandlung dieses Gebietes gegeben, die in folgende Teile zerfällt:

- a) eine statistische Behandlung der als „dielektrische Turbulenz“ bezeichneten Erscheinungen, die auch die in Wüsten häufigen Sandstürme miteinbezieht;
- b) eine direkte und eine statistische Behandlung der Streuung elektrischer Wellen an solchen Zonen;
- c) die Untersuchung der Möglichkeiten einer Analyse der DK-Störung einer solchen Zone aus Messungen des Streufeldes.

Das letztere Problem hat bisher im allgemeinen eine nur sehr unvollkommene Behandlung erfahren. Da das Streufeld eine der häufigsten Ursachen des Fadings ist, so war es natürlich, aus Fadingbeobachtungen auf DK-Störungen in der Atmosphäre schließen zu wollen. Man konnte dabei wohl Schwankungen des mittleren Gradienten der DK auf dem Übertragungsweg ermitteln, aber eine Analyse einer Feinstruktur von DK-Störungen war mit diesen Mitteln, wie wir im folgenden sehen werden, nicht möglich. In [3] wurde eine mathematische Theorie gegeben, die zeigt, welche Größen gemessen werden müssen,

um Analysen der DK-Störungen verschiedener Feinheitsgrade (Mittel über Schichten — punktweise) zu liefern. Es soll in dieser Arbeit eine physikalische Diskussion der Ergebnisse gegeben werden.

Die physikalische Gesamtdiskussion der Arbeiten [1], [2], [3] ist der Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

2. Die dielektrische Turbulenz und ihre statistischen Eigenschaften

Wie schon erwähnt, verstehen wir unter „dielektrischer Turbulenz“ die kleinen Variationen $\Delta\epsilon$ der DK der Atmosphäre, die eng mit turbulenten Erscheinungen verknüpft sind; sie umfaßt die atmosphärischen Schlieren, die turbulente Durchmischung der Atmosphäre mit Sand in Sandstürmen, die Durchmischung mit Wasserdampf in turbulenter Form evtl. auch mit Wassertröpfchen in Wolken, also alle Erscheinungen, die örtliche und zeitliche Variationen der DK bedeuten, z. B. auch die Dichteschwankungen hinter einem Gitter in einem Windkanal. Solche Vorgänge haben häufig einen Zufallscharakter im Sinne eines stochastischen Prozesses. Beobachtet werden sie öfters in Abhängigkeit von der Zeit, die man vom Beginn eines jeden einzelnen Vorganges zählen kann; dann kann man aus einer großen Anzahl von solchen „Realisationen“ statistische Häufigkeits- und Verteilungsfunktionen ermitteln und die Theorie der stochastischen Prozesse anwenden.

Wir denken uns ein solches Phänomen stets räumlich-zeitlich begrenzt, d. h. in den Raumkoordinaten x, y, z und der Zeitkoordinate t in ein endliches Intervall eingeschlossen:

$$-X \leq x \leq +X \quad \text{oder} \quad 0 \leq x \leq X \quad (1)$$

analog in y, z, t .

Man kann sich dann jede Realisation in eine vierdimensionale FOURIERreihe entwickelt denken, entweder in reeller oder komplexer Form. In [1] wurden nun Abhängigkeiten zwischen den Häufigkeitsfunktionen von $\Delta\epsilon$ und denen der FOURIERkoeffizienten angegeben, ebenso eine in gewissen Fällen brauchbare Lösung des Momenten-Problems mittels der Umkehrung der MELLIN-, d. h. der zweiseitigen LAPLACE-transformation. Ferner wird gezeigt, daß die auftretenden Häufigkeitsfunktionen GAUSS-LAPLACESchen Charakter haben müssen, also normal sind. Dann werden Betrachtungen für den Fall durchgeführt, daß in einem endlichen Raum-Zeit-Intervall das Phänomen räumlich homogen und zeitlich stationär ist, wobei die sonst für unendliche Intervalle definierten Begriffe der Beschränkung auf endliche Intervalle angepaßt werden. Am wichtigsten sind diejenigen Prozesse, die zugleich „ergodisch“ sind und zwar deswegen, weil wir in diesem Falle die Mittelwerte, die über die Realisationen zu nehmen sind, unter gewissen Voraussetzungen (vgl. [16]) durch zeitliche Mittel über hinreichend lange Zeiträume ersetzen können; es können dann meist diese sehr langen Zeiträume durch Aneinanderreihen der Zeiträume der einzelnen Realisationen erhalten werden; in [1] werden solche Fragen diskutiert und unter Verwendung von [4] ein Kriterium für isotrope dielektrische Turbulenz gegeben. Vom physikalischen Standpunkt aus erhalten wir dazu folgende Kritik:

Ein Beispiel eines sicher stationären Vorgangs ist die mechanische und dielektrische Turbulenz hinter

einem Gitter in einem Windkanal. Wenn sich in einem gewissen Anlaufvorgang der „stationäre“ Zustand eingestellt hat, dann leuchtet es ein, daß ein Vorgang ergodisch ist (vgl. [16]). In [1] wurde SLUTSKYSches Kriterium [16] herangezogen; die zu notwendigen und hinreichenden Bedingungen können als erfüllt angenommen werden. Ebenfalls leuchtet ein, daß in diesem Falle ein räumlich-zeitliches Intervall existieren dürfte, in dem der Vorgang homogen und isotrop ist.

Schwieriger wird die Betrachtung dielektrischer turbulenter Vorgänge in der freien Atmosphäre. GORDON und BOOKER setzen die Turbulenz in dem ihnen betrachteten Raumteil als isotrop und homogen voraus. Dagegen könnte man die folgenden Bedenken anmelden: Entgegen dem Prozeß im Windkanal, bei einem Prozeß in der freien Atmosphäre die Beobachtungsbedingungen sicher fast nie dieselben. Denkt man sich z. B. an heißen Tagen die Luft über einer Stadt mit Asphaltplätzen, Dächern verschiedener Art, Grünanlagen oder die Luft über einem Bergteufel von der Sonnenstrahlung erhitzt; der erwarnte Untergrund heizt seinerseits, es steigen turbulente Luftströmungen auf: wir fragen, ob es überhaupt viele Tage mit genügend übereinstimmenden Anfangsbedingungen Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Windstärke, Windrichtung gibt, so daß die Vorgänge stationäres Verhalten zeigen. Eine wirkliche Antwort darauf könnte nur durch lange mühevollen experimentellen Forschung gegeben werden. Ebenso bedürfte es in Wüstengegenden häufigen Sandstürme einer genaueren Untersuchung.

3. Die Streuung elektrischer Wellen an einer Zone dielektrischer Turbulenz

In [2] wurde diese Frage eingehendst studiert, einerseits in den Einzelheiten des physikalischen Vorgangs, andererseits vom Standpunkt der Statistik aus. In [6] hatten GORDON und BOOKER, gestützt auf eine von PEKERIS [13] gegebene mathematische Methode die Streuung einer räumlich begrenzten Zone im räumlichen Mittel berechnet, d. h. sie hatten sich auf das erste Moment der Verteilung beschränkt. Sie gewannen dabei ein außerordentlich wichtiges Ergebnis; sie zeigten nämlich, daß die Reichweite der durch die Streuung der Wellen an einer solchen Turbulenzzone erzeugt werden, erheblich größer sein kann als die von einem Duct herrührenden. Dieses Ergebnis dürfte von der durch STARAS [14] angestellte Auswertung des auftretenden Integrals geübten Kritik kaum berührt werden.

Die Arbeit [2] behandelt das Streuproblem in einem viel allgemeineren Rahmen. Das der Theorie zugrunde liegende Schema ist in Abb. 1 gegeben.

In der Richtung α, β, γ komme von einem „sehr weit“ entfernten Sender eine quasiebene Welle (Z-funktion $\exp(-j\omega t)$), deren elektrische Feldstärke irgend eine Polarisationsrichtung, natürlich senkrecht zu α, β, γ haben möge.

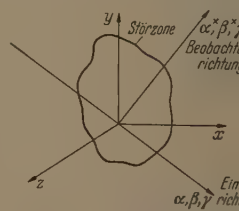


Abb. 1. Geometrische Anordnung der Störzone.

Wir setzen die Amplitude = 1 und schreiben für in die Störzone einfallende Welle (E -Feld)

$$E_i = \frac{1}{R'} \exp [j k (\alpha x + \beta y + \gamma z)], \quad (2)$$

R' den Abstand des Senders von dem in der Störzone befindlichen Nullpunkt des Koordinatensystems deutet. Ein Volumenelement dv um den Punkt xyz in der Störzone, das von der Strahlung getroffen wird, können wir dann als einen Sender betrachten, der den HERTZschen Vektor \vec{I} ausstrahlt, dessen Richtung diejenige von E_i ist und dessen Größe für einen in der Richtung $\alpha^* \beta^* \gamma^*$ weit entfernten Aufpunkt geschrieben werden kann:

$$\vec{I} = \frac{1}{RR'} \frac{dv}{4\pi\epsilon} \Delta\epsilon(x, y, z) \exp [j k ((\alpha - \alpha^*) x + (\beta - \beta^*) y + (\gamma - \gamma^*) z)], \quad (3)$$

R die Entfernung des Nullpunktes vom Empfänger ist. Dabei nehmen wir an, daß $\Delta\epsilon$ überall so klein ist, daß nur die erste Streuung ins Gewicht fällt und die Mehrfachstreuung vernachlässigt werden kann. Dieser HERTZsche Vektor erzeugt nach der HERTZschen Lösung eine elektrische Feldstärke E , die die eigentlich in einem Empfänger gemessene Größe darstellt

$$|\vec{E}| = -k^2 |\vec{I}| \sin \vartheta, \quad k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2, \quad (4)$$

wobei ϑ den Winkel zwischen \vec{I} und der Ausbreitungsrichtung darstellt, auf der \vec{E} nach der HERTZschen Fernfeldlösung senkrecht steht (Abb. 2). In (3) haben wir einen Phasenfaktor $\exp j k (R + R')$ der von dem Durchlaufen der Strecken Sender-Streuzone und Streuzone-Empfänger herrührt, unterdrückt. Dann lautet der HERTZsche Vektor des von der ganzen räumlich begrenzt angenommenen Streuzone herrührenden HERTZschen Vektors:

$$\vec{I} = \frac{1}{4\pi\epsilon_1 R R'} \int \int \int_{\text{Streuzone}} \Delta\epsilon(x, y, z) \exp [j k ((\alpha - \alpha^*) x + (\beta - \beta^*) y + (\gamma - \gamma^*) z)] \times dx dy dz, \quad (5)$$

wobei wir R und R' vor das Integral gezogen haben, was wir auf Grund der über diese Größen gemachten Voraussetzung ($R, R' \gg$ Ausdehnung der Streuzone) an dürfen. Nun hängt aber $\Delta\epsilon(x, y, z)$ auch noch von der Zeit ab. Wir nehmen aber an, daß die Zeiten, innerhalb deren $\Delta\epsilon$ sich in irgend einem Punkt der Streuzone merklich ändert, sehr groß seien gegenüber den Zeitdauern, die eine elektrische Welle zum Durchlaufen der gesamten Zone sowie der Strecke Störzone-Empfänger benötigt, so daß wir ohne Fehler in (5) unter dem Integralzeichen für $\Delta\epsilon$ $\Delta\epsilon(x, y, z, t)$ schreiben können.

Die Darstellung mittels der FOURIERentwicklung der DK-Störung allgemein für beliebige Einfall- und Empfängerichtung

In dem zum Nullpunkt symmetrischen Intervall $[-\lambda/2, \lambda/2]$, das wir als eine volle Periode annehmen, können wir die FOURIERentwicklung der DK-Störung

in reeller Form folgendermaßen schreiben:

$$\Delta\epsilon(x, y, z, t) = \sum_{k'=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{k' l m n}^{s c c c} \frac{\sin 2\pi k' t}{T} \left\{ \begin{array}{l} \times \frac{\sin 2\pi l x}{\cos X} \frac{\sin 2\pi m y}{\cos Y} \frac{\sin 2\pi n z}{\cos Z} \end{array} \right\} \quad (6)$$

Diese Schreibweise ist folgendermaßen zu verstehen: für jedes Quadrupel von Werten k', l, m, n (k' um die Verwechslung mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ zu vermeiden) treten alle 16 möglichen Kombinationen zwischen Sinus- und Cosinus-Funktionen auf. Um die zugehörigen Koeffizienten klar zu schreiben, setzen wir unter Voraussetzung der Reihenfolge t, x, y, z, k', l, m, n die zu dem Koeffizienten gehörige Sinus-Cosinus-Kombination in Evidenz (s, c im oberen Index bedeuten resp. sin, cos) z.B. lautet ein Glied:

$$a_{k' l m n}^{s c c s} \sin \frac{2\pi k' t}{T} \cos \frac{2\pi l x}{X} \cos \frac{2\pi m y}{Y} \sin \frac{2\pi n z}{Z},$$

wobei $s c c s$ im Koeffizienten den Unterstreichungen unter sin usw. entspricht.

Wir können nun aus physikalischen Gründen die Berechtigung ableiten, das Integral (5) mittels (6) gliedweise zu berechnen. Damit bekommen wir dann für $\Delta\epsilon(x, y, z, t)$, das wir stetig und mehrfach stetig differenzierbar annehmen können, eine Darstellung des Streufeldes. Ein Integral eines Terms in der FOURIERentwicklung setzt sich ersichtlich zusammen aus drei Faktoren, eines in je einer Koordinate. Um E zu bekommen, haben wir noch mit $-k^2 \sin \vartheta$ zu multiplizieren: wir betrachten z.B. das Integral des Terms:

$$a_{k' l m n}^{s c c c} \cos \frac{l\pi x}{X} \cos \frac{m\pi y}{Y} \cos \frac{n\pi z}{Z}$$

und finden so [2]:

$$a_{k' l m n}^{s c c c} k^3 \sin \vartheta (-1)^{l+m+n} \cdot 2 k^3 (\alpha - \alpha^*) (\beta - \beta^*) \times \left\{ \begin{array}{l} \frac{\left(k^2 (\alpha - \alpha^*)^2 - \frac{l^2 \pi^2}{X^2} \right) \left(k^2 (\beta - \beta^*)^2 - \frac{m^2 \pi^2}{Y^2} \right) \times}{\times \left(k^2 (\gamma - \gamma^*)^2 - \frac{n^2 \pi^2}{Z^2} \right)} \end{array} \right\} \quad (9)$$

Unter den für l, m, n möglichen Termen ist dieser in k im Zähler vom höchsten, d.h. 5. Grade, hätten wir den Term mit $a_{k' l m n}^{c s s s}$ genommen, so wäre er im Zähler in k vom 2. Grade. ($k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$; c = Lichtgeschwindigkeit.) Es wären bei einer anderen Mischung von Sinus und Cosinus noch k von 3. und 4. Grade im Zähler möglich. Der Nenner ist stets vom 6. Grade in k . Nun ist aber ein solches Integral nicht nur eine Funktion von k , d.h. der Frequenz, sondern auch der Einfall- und Beobachtungsrichtung, dabei also eine ziemlich kompliziertes Gebilde. Die Richtungen der Maxima und Minima des abgestrahlten Feldes variieren mit der Frequenz und der Einfallrichtung; als wesentliches Charakteristikum des Verhaltens in Abhängigkeit der Frequenz kann man folgendes aussagen: bei ganz tiefen Frequenzen steigt E proportional k^5 an in dem Fall, den wir in (9) an-

schrieben; in den anderen Fällen wäre auch k^4 , k^3 , k^2 möglich. Für sehr hohe Frequenzen, bei denen in jedem Nennerfaktor k^2 dominiert, haben wir im Falle (9) einen Abfall mit $\frac{1}{k}$, in den anderen Fällen sind auch $\frac{1}{k^3}$, $\frac{1}{k^2}$, $\frac{1}{k}$ möglich.

Wir können nun die Streustrahlung aus solchen Termen aufbauen.

Wir beachten noch den Spezialfall: $\alpha = \alpha^*$, $\beta = \beta^*$, $\gamma = -\gamma^*$; in diesem Falle, der später eine Rolle spielen wird, wird E für einige Glieder mit wachsendem ω unter Voraussetzung konstanter einfallender Feldstärke und konstantem, von ω unabhängigem Wert von $\Delta \varepsilon$ ständig zunehmen.

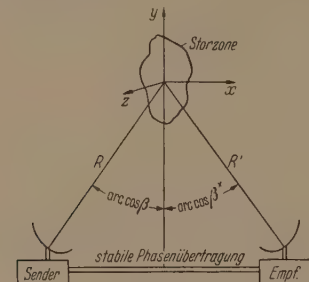


Abb. 3. Anordnung zur Schichtanalyse.

b) Die Darstellung im Falle je einer einzigen festen Einfall- und Empfangsrichtung

Bisher hatten wir stets angenommen, daß die Strahlung aus einer Richtung einfiel, die Streustrahlung in einer i. a. anderen Richtung beobachtet wurde, wobei wir beide Richtungen als variabel ansahen; wir studierten das Streufeld in Abhängigkeit von diesen beiden Richtungen und der Frequenz. Jetzt denken

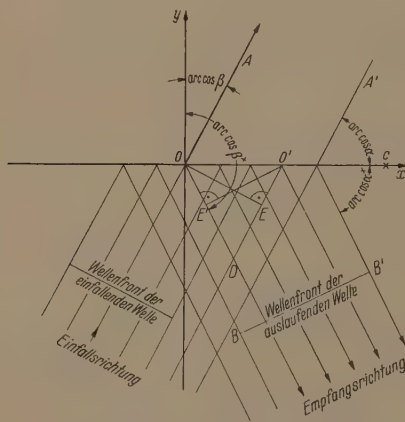


Abb. 4. Strahlengeometrie der Schichtanalyse.

wir uns die Anordnung, die wir gewöhnlich bei Experimenten haben: einen festen Sender und einen festen Empfänger in Form des in Abb. 3 gezeichneten Schemas: Wir wählen dabei die Koordinaten so, daß die Ebene Sender-Koordinatenursprung in der Störzone-Empfänger (x, y -Ebene) zur Zeichenebene wird; die z -Achse sei in Form eines Rechtssystems damit verbunden. Die Empfangs- und Einfallrichtung sei so gelegen, daß die Einfallrichtung den Richtungs-

kosinus β mit der positiven y -Achse hat und die Empfangsrichtung $\beta^* = -\beta$ ($\arccos \beta^* = \pi - \arccos \beta$) ist. Dann bilden die x - und y -Achse die Halbierenden des von Einfall- und Empfangsrichtung gebildeten Winkels. Dieses Bild sei in einem relativ schmalen Bereich im 1. Maximum der Sende- und Empfangscharakteristik der etwa mit einem zylindrischen Spiegel ausgestatteten Systeme unabhängig von z . Man sieht dann mit Hilfe von Abb. 4, daß Ebenen parallel zur x, y -Ebene gleichphasig zum Empfänger strahlen. Wir nehmen dabei R und R' wieder so groß an, daß wir in der Störzone mit quasiebenen Wellen rechnen können.

Zunächst sieht man elementargeometrisch unmittelbar, daß $\angle AOO' = \angle O'OD = \angle OOD'$ und $\angle O'OD$; also ist $\angle ODO'$ gleichschenkelig und damit sind die Gangunterschiede von 2 Strahlen OE' und $O'E$ gleich; d. h. die x -Achse strahlt gleichphasig zum Empfänger. Für die Richtungs-cosinus sieht man sofort $\gamma = \gamma^* = 0$, $\alpha = \alpha^*$ und $\beta = -\beta^*$. Da-

wird aus (6) unter Unterdrückung des Faktors $\frac{1}{R}$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi\epsilon_1} \int \int \int_{\text{Störzone}} \Delta \varepsilon(x, y, z) \exp[-j 2k\beta^* y] dy dz$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_1} \int_{y=-Y}^{y=+Y} \Delta \varepsilon(y)^{x,z} \exp[-j 2k\beta^* y] dy, \quad (1)$$

wenn wir

$$\int \int_{\text{Störzone}} \Delta \varepsilon(x, y, z) dx dz = \Delta \varepsilon(y)^{x,z} \quad (2)$$

setzen, wo der Strich also Mitteilung über x, z bedeutet. Dabei denken wir uns, wie schon mehrfach bemerkt wurde, die Störzone in allen Koordinatenrichtungen so wenig ausdehnt oder Sender und Empfänger so weit von der Störzone entfernt, daß die im Hauptmaximum der Sender- und Empfängercharakteristik bequem so Platz hat, daß die Wellen als quasieben angenommen werden können. Da sehen wir aus (10) und (11), daß wir beim Durchdrehen der Senderfrequenz zunächst im Intervall $(0, \infty)$ der Theorie (für das Experiment in einem geeigneten Band) nach Umrechnen des empfangenen E -Feldes in den HERTZschen Vektor \vec{H} die FOURIERtransformierte der Mittel ebener Schichten die parallel zur $x-z$ -Ebene längs der y -Achse aufgereiht sind in den transformierten Variablen $2k\beta^* = \frac{2\omega}{c}\beta^*$ in Händen haben.

Nun ist diese FOURIERtransformierte aber a) eine ganze analytische Funktion von $\frac{2\omega}{c}\beta^*$ [5] und b) komplex und es ist somit klar, daß wir sie nach Größe und Phase kennen müssen, wenn wir durch FOURIERinversion von (10) aus \vec{H} d. h. der FOURIERtransformierten auf die Originalfunktion $\Delta \varepsilon(y)$ schließen wollen; die Amplitude allein genügt nicht als notwendige Kenntnis für eine solche Umkehrung. Dar-

sehen wir aber bereits, daß die üblichen Fadenbeobachtungen der Funkingenieure, die sich auf Amplitudenmessungen beschränken und nichts über die Phase des Streufeldes aussagen, nur sehr beschränkte Auskünfte über atmosphärische Inhomogenitäten bieten können. Um die Phase mitzumes-

es notwendig, eine phasenstabile Übertragung vom Sender zum Empfänger zu besitzen. Wir weisen darauf hin, daß wir in unseren Formeln den Faktor $\frac{1}{\sqrt{1+k(R+R')}} \sqrt{1+k(R+R')}$ unterdrückt haben, die Phasen sich so auf $y=0$ beziehen; die Höhe der Störzone ist leicht aus der Richtung der Hauptmaxima der Sendeleistung und Empfangsantenne zu ermitteln. Um genaue Zahlenwerte zu errechnen, müssen wir die Normierung der einfallenden Welle auf 1 fallen lassen und aufgrund der vorhandenen Senderdaten die wirkliche Amplitude einsetzen.

Die obigen Beziehungen lassen aber sofort folgendes erkennen: Das Streufeld ist eine Funktion von $\frac{2\omega\beta^*}{c}$ und wir können uns die Frage vorlegen, wie das Streufeld mit ω und mit β^* variiert; dabei müssen wir aber beachten, daß eine Variation von β^* sowohl die Sende- als auch die Empfangsrichtung variiert. Beschränken wir uns auf eine Frequenz für die Richtung β^* , so beobachten wir dasselbe Streufeld, das von denselben Ebenen herrührt, wenn wir ω und β^* so variieren, daß

$$\omega_1 \beta_1^* = \omega_2 \beta_2^* \dots = \omega_n \beta_n^* = \text{const.} \quad (12)$$

Wenn wir also im idealisierten Fall die Frequenz von 0 bis ∞ durchdrehen und unter verschiedenen Winkeln (für Sender und Empfänger) die Streustrahlung einer solchen Zone beobachten, so erhalten wir für das Streufeld prinzipiell dieselbe Ortskurve der komplexen Ebene, nur ist die Frequenzbeziehung verschieden an diesen Ortskurven in der Art, daß ein Feld, das bei ω_1 in β_1^* auftrat, bei $\alpha \omega_1$ in $\frac{\beta_1^*}{\alpha}$ auftritt, wenn α ein reeller positiver Faktor ist. Dabei müssen natürlich für die beiden Fälle R und R' gleich sein. Damit ist der Zusammenhang zwischen verschiedenen Fadingkurven bei verschiedenen Frequenzen und verschiedenen räumlichen Richtungen φ erklärt.

c) Die Statistik des Streufeldes im Falle b)

Es stellt nun ein Vorgang wie die turbulente Störung der DK einen stochastischen Prozeß dar. Wir haben darüber schon zu Anfang der Arbeit gesprochen. Ebenso und deswegen scheint es zweckmäßig, die Streustrahlung statistisch zu studieren. Eine ausführliche Durchrechnung ist in [2] gegeben und wir wollen die Ergebnisse dieser Arbeit physikalisch diskutieren.

Wir nehmen wieder die Versuchsanordnung der Abb. 3 an und suchen die ersten beiden Häufigkeitsfunktionen der reellen und imaginären Komponenten von \vec{E} . Um das zugrundeliegende Denkschema klarzumachen, bemerken wir folgendes:

Zunächst denken wir uns eine große Anzahl von Störzonen realisiert, etwa eine nach der anderen, die sich zeitlich konstant seien; jede sei in eine große Zahl von zur yz -Ebene parallelen Schichten zerlegt, die längs der y -Achse aufgereiht sind. Für die Werte $\vec{E}(y)$ denken wir uns abhängig von y aus den vielen Realisationen Häufigkeits- bzw. Verteilungsfunktionen jeder beliebigen hohen Ordnung gegeben. Aus diesen wollen wir Häufigkeitsfunktionen des Streufeldes ermitteln und stellen dabei fest, daß zur Be-

rechnung schon der ersten Verteilung des Streufeldes Verteilungen beliebig hoher Ordnung von $\vec{E}(y)$ zur Verfügung stehen müssen. Später wollen wir den Prozeß zeitlich stationär und ergodisch, räumlich homogen annehmen, um Mittel über die Realisierungen durch zeitliche Mittel ersetzen zu können.

Wenn wir dann $\vec{E}(y)$ jeweils auch von t abhängig annehmen, und das Integral (10) statistisch auswerten, d. h. seine Verteilung abhängig von t ermitteln, so bekommen wir die Daten, die das in geschriebene Streufeld nach seinen 2 Komponenten als Zufallsprozeß charakterisieren, d. h. die „Statistik des Findings“ liefern.

1. Die erste Verteilung. In [2] wurde die 1. Verteilung für die zwei Komponenten des Streufeldes (d. h. reelle und im.) berechnet, zunächst allgemein und dann auf den GAUSS-LAPLACESchen Fall spezialisiert. Wir hatten aber schon darauf hingewiesen, daß die DK-Störung in einer solchen Zone gauß-laplacisch verteilt sein muß, so daß wir uns auf diesen Fall beschränken können und für die Einzelheiten den Leser auf [2] verweisen. Wir halten fest, daß wir, um das Integral (11) auszuwerten, lauter gegeneinander phasenverschobene Vektoren zu addieren haben, deren Summenverteilung gesucht ist.

Um die GAUSS-LAPLACE-Verteilung zunächst der Schichtmittel in y zu charakterisieren, denken wir uns die Streuzone in N gleich dicke Elementarschichten zerlegt, wobei wir nachher $N \rightarrow \infty$ gehen lassen wollen. Denken wir uns die Störzone zwischen $y=0$ und $y=\mathcal{E}$ gelegen, so zerlegen wir sie also in N Schichten der Dicke \mathcal{E}/N . Dann sei

$$m_i = \text{der Mittelwert von } \vec{E}(y_i) \text{ in der Schicht } i, \quad (13)$$

das heißt das Mittel genommen über eine große Anzahl von Realisationen, das im ergodischen Fall durch ein Zeitmittel ersetzt gedacht werden kann. Ferner bezeichne:

$$\lambda_{ii} = \sigma_i^2 = E \{ (\vec{\Delta} y_i - m_i)^2 \} = \text{Erwartung von } \{ \} \quad (14)$$

und

$$\lambda_{ik} = E \{ (\vec{\Delta} y_i - m_i) (\vec{\Delta} y_k - m_k) \}. \quad (15)$$

Die Matrix λ_{ik} ist dann die Kovarianzmatrix der Verteilung.

Um nun das Streufeld statistisch zu charakterisieren, wollen wir seine ersten zwei Verteilungen angeben, wobei wir erneut darauf hinweisen, daß wir sie komplex in 2 Komponenten angeben. (Diese Komponenten sind der reelle und imaginäre Teil, nicht räumliche Komponenten). Sind diese mit X und Y bezeichnet [wobei keine Gefahr einer Verwechslung mit den Größen X und Y aus (1) besteht], so bedeute $W(X, Y) dX dY$ die Wahrscheinlichkeit, daß X in dem Intervall $X \pm \frac{1}{2} dX$, Y in dem Intervall $Y \pm \frac{1}{2} dY$ liegt und es ist in [2] gezeigt, daß:

$$\left. \begin{aligned} W(X, Y) dX dY &= dX dY \frac{2\pi}{\sqrt{\Delta}} \\ &\times \exp \left[-\frac{1}{2} (A_{11} (X - M_1)^2 + A_{22} (Y - M_2)^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 A_{12} (X - M_1) (Y - M_2)) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Die in dieser Gleichung stehenden Größen A , A_{ik} , M_i sollen nun definiert werden. Es ist

$$A = \text{Determinante} \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} \quad \text{mit} \quad a_{12} = a_{21}, \quad (18)$$

$$A_{11} = \frac{a_{22}}{A}, \quad A_{22} = \frac{a_{11}}{A}, \quad A_{12} = -\frac{a_{12}}{A}.$$

Hierin sind die a_{ik} gegeben durch Ausdrücke der Art

$$a_{11} = \int_{\mu=0}^1 \int_{\nu=0}^1 \cos(\mu \ 2 \ k \ \beta^* \ \mathcal{E}) \cos(\nu \ 2 \ k \ \beta^* \ \mathcal{E}) \times \lambda(\mu \ \mathcal{E}, \nu \ \mathcal{E}) \, d\mu \, d\nu \, \mathcal{E}, \quad (19)$$

$$M_1 = \int_{\nu=0}^1 m(\nu \ \mathcal{E}) \cos(\nu \ 2 \ k \ \beta^+ \ \mathcal{E}) \, d\nu \, \mathcal{E}. \quad (22)$$

Dabei entsteht $\lambda(\mu \ \mathcal{E}, \nu \ \mathcal{E})$ aus λ_{ik} durch Übergang von der diskontinuierlichen zur kontinuierlichen Unterteilung der Störzone: teilen wir die Dicke dieser Zone \mathcal{E} in N Schichten, so ist λ_{ik} die Covarianz zwischen der i -ten und k -ten Schicht, die in der Höhe $y_i = \frac{i-1}{N} \mathcal{E}$ bzw. $y_k = \frac{k-1}{N} \mathcal{E}$ beginnen; die erste Schicht beginnt in $0 = \frac{1-1}{N} \mathcal{E}$. Mit $\frac{i-1}{N} = \mu$, $\frac{k-1}{N} = \nu$ stellen wir für $\lambda(\mu \ \mathcal{E}, \nu \ \mathcal{E})$ die Bruchteile von \mathcal{E} dar, deren Covarianz angegeben wird. Analog ist $m(\nu \ \mathcal{E})$ der Mittelwert an der Stelle $\nu \ \mathcal{E}$ mit $0 < \nu < 1$.

Die Matrix (a_{ik}) ist die Covarianzmatrix der 1. Verteilung für X und Y , die von der Zeit als unabhängig angenommen wurde, wobei wir die Aufeinanderfolge der vorausgesetzten Realisationen als den zeitlichen Ablauf der Störung stationär und ergodisch voraussetzen.

2. Die zweite Verteilung. Wir gehen nun zur zweiten Verteilung über. Bisher hatten wir unserer Überlegung folgendes statistisches Schema zugrunde gelegt: Wir hatten eine große Anzahl von Störzonen als realisiert angenommen und daraus die Verteilungen von $\mathcal{A}(\bar{x}, y)$ und daraus wiederum die Verteilungen von X und Y ermittelt. Denken wir uns diese Realisierungen zeitlich nacheinander vorgenommen, so können wir diese zeitliche Aufeinanderfolge als den Zeitablauf der Störung in der Streuzone deuten, wenigstens in einem Intervall, in dem der Prozeß ergodisch angenommen werden kann.

Nun denken wir uns weiter eine große Anzahl von solchen Zeitabläufen als gegeben und beobachtet für jeden Verlauf den zeitlichen Ablauf der Schichtmittel

$\mathcal{A}(\bar{x}, y)$; die Variable t habe für jeden solchen Verlauf den Wert 0 beim Beginn. Dann nimmt man für eine Folge von Zeitmomenten $t_1, t_2, t_3 \dots t_n \dots t_M$ die Verteilungsfunktion (Häufigkeitsfunktion) der Schichtmittel auf und zwar die 1., 2., 3. ... N -te. Stellt sich dann z. B. heraus, daß in einem bestimmten Intervall t_i, t_k die 1. Verteilung unabhängig von t wird, die Correlationen in der 2. Verteilung nur von $t_i - t_k$ abhängen, die quadratischen Mittel ebenfalls nicht von t abhängen, für irgend ein y , so wird der Prozeß in der üblichen Definition stationär von 2. Ordnung in t an den Stellen y , wo diese Bedingungen erfüllt sind. Ist die SLUKKYSche Bedingung ([16] S. 42) erfüllt, so können wir Mittel über die Realisationen durch Zeitmittel ersetzen.

Wenn wir jetzt zur 2. Verteilung weiterschreiten, so wollen wir darunter die Funktion $W(X_1, Y_1, X_2, Y_2, t_2) \, dX_1 \, dY_1 \, dX_2 \, dY_2$ verstehen, d. h. Wahrscheinlichkeit, daß zur Zeit t_1 , X_1 in dem Intervall $X_1 \pm \frac{1}{2} dX_1$, Y_1 in dem Intervalle $Y_1 \pm \frac{1}{2} dY_1$ und zur Zeit t_2 , X_2 in dem Intervall $X_2 \pm \frac{1}{2} dX_2$, Y_2 in dem Intervall $Y_2 \pm \frac{1}{2} dY_2$ liegt. Im [2] ist die Verteilung in allgemeiner Form ausgerechnet. Wir werden hier die Resultate nur für den GAUSS-LAPLACESchen Fall angeben: Wie in [2] gezeigt ist, wird da die gesuchte Verteilungsfunktion:

$$W(X_1, Y_1, t_1; X_2, Y_2, t_2) \, dX_1 \, dY_1 \, dX_2 \, dY_2 = \left. \frac{(2\pi)^2}{V_c} \exp \left[-\frac{1}{2} Q^{-1} \right] \right\} \quad (20)$$

Die in dieser Formel stehenden Zeichen sind, wie folgt zu verstehen:

Q ist die Determinante der vierreihigen symmetrischen Matrix mit den Elementen c_{ik} ,

von denen wir nur das folgende angeben, während alle anderen in [2] zu finden sind:

$$C_{11} = \int_{\mu=0}^1 \int_{\nu=0}^1 \lambda(\mu \ \mathcal{E}, t_1; \nu \ \mathcal{E}, t_1) \cos(2\mu \ k \ \beta^* \ \mathcal{E}) \times \cos(2\nu \ k \ \beta^* \ \mathcal{E}) \, d\mu \, d\nu \, \mathcal{E}. \quad (21)$$

Wir sehen bereits im Prinzip die Bildungsgesetze, wenn wir beachten, daß die

Indexpaare 11, 22, 12, den Zeitmomentenpaaren t_1, t_2 33, 44, 34 „ „ 13, 14, 23, 24 „ „ beziehungsweise zugeordnet sind.

Diese c_{ik} sind also verallgemeinerte FOURIERtransformierte der Größen $\lambda(\mu \ \mathcal{E}, t_a, \nu \ \mathcal{E}, t_b)$ ($a, b = 1, 2$), aus dem Übergang zum Kontinuum in den λ_{ik} hervorgehen. Analog erhalten wir für die Mittelwerte von X_1, Y_1, X_2, Y_2

$$M_1 = \bar{X}_1(t_1) = \int_{\nu=0}^1 m(\nu \ \mathcal{E}, t_1) \cos(\nu \ 2 \ k \ \beta^* \ \mathcal{E}) \, d\nu \, \mathcal{E}, \quad (22)$$

M_2, M_3, M_4 analog mit etwaiger Vertauschung von t_1 mit t_2 und sin mit cos, wo die Überstreichung den Mittelwert andeutet. Die Größe Q^{-1} stellt die den Variablen $(X_1 - M_1), (Y_1 - M_2), (X_2 - M_3), (Y_2 - M_4)$ geschriebene quadratische Form dar, deren Matrix zu der Matrix der c_{ik} reziprok ist. Sie man nun das Streufeld \bar{H} in seinen 2 Komponenten X und Y als stochastischen Prozeß an, so haben wir für diesen stochastischen Prozeß in (26) die 2. Verteilung der vier Größen $X(t_1), Y(t_1), X(t_2), Y(t_2)$ vor uns.

3. Correlationen und Spektren. Entsprechend der zweidimensionalen Struktur des Streufeldes betrachten wir Spektren und Autocorrelationen in X , in Y , wechselseitige Correlationen in X und

Für die Autocorrelationen wollen wir auf das Theorem von WIENER und KHIUTCHINE über den FOURIERZusammenhang zwischen Correlation und Spektrum hinsteuern. Zunächst entwickeln wir die Schichtmittel nach FOURIER in den Intervallen $0 \leq y \leq \mathcal{E}$, $-T \leq t \leq +T$ die wir als V

ioden annehmen:

$$\left. \begin{aligned} y, t) = \sum_{k'=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{k'm}^{c c c} \cos \frac{2\pi k' t}{T} \cos \frac{2\pi m y}{\Xi} \\ a_{k'm}^{c s} \sin \frac{2\pi k' t}{T} \cos \frac{2\pi m y}{\Xi} + a_{k'm}^{s c} \cos \frac{2\pi k' t}{T} \\ \times \sin \frac{2\pi m y}{\Xi} + a_{k'm}^{s s} \sin \frac{2\pi k' t}{T} \sin \frac{2\pi m y}{\Xi} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

r wollen kurz den Zusammenhang dieser Koeffi-
zienten $a_{k'm}^{s s s s}$ mit den früheren Koeffizienten $a_{k'm}^{c c c c}$
euchten: früher hatten wir $\Delta \varepsilon$ vierdimensional in
Intervall (1) — $X \leq x \leq +X$ usw. entwickelt;
r wird zunächst einmal Integration in x und z
er die Vollperiode angenommen; in y wird in der
llperiode (0, Ξ) entwickelt. Bei der genannten
egration bleiben nur die Glieder erhalten, die in x
d z einen Cosinus mit dem vielfachen Null ent-
ten, also konstant sind; es bleiben nur die Glieder
t den Koeffizienten $a_{k'm}^{s c s c}$; die Verschiebung des
ervalls in y von der zum Nullpunkt symmetrischen
ge der Vollperiode — $Y \leq y \leq +Y$ zur Lage
 $y \leq \Xi$ wirkt sich in der Weise aus, daß sich
 $a_{k'm}^{s c s c}$ mit $(-1)^m$ multipliziert.

Somit wird:

$$\left. \begin{aligned} a_{k'm}^{c c c c} &= (-1)^m a_{k'm}^{c c c c}, & a_{k'm}^{s c s c} &= (-1)^m a_{k'm}^{s c s c}, \\ a_{k'm}^{c s c s} &= (-1)^m a_{k'm}^{c s c s}, & a_{k'm}^{s c s c} &= (-1)^m a_{k'm}^{s c s c} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

r können aus (34) die reelle und imaginäre Kom-
ponenten des Streufeldes berechnen unter Unter-
ückung der Laufzeit Sender-Koordinatenur-
ung-Empfänger und erhalten (vgl. [2]):

$$\left. \begin{aligned} X &= \sum_{k'=0}^{\infty} A_{k'r} \cos \frac{2\pi k' t}{T} + B_{k'r} \sin \frac{2\pi k' t}{T}; \\ Y &= \sum_{k'=0}^{\infty} A_{k'i} \cos \frac{2\pi k' t}{T} + B_{k'i} \sin \frac{2\pi k' t}{T} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

er bedeutet:

$$\left. \begin{aligned} A_{k'r} &= \sum_{m=0}^{\infty} a_{k'm}^{c c c c} J_m^c(\beta^*), & B_{k'r} &= \sum_{m=0}^{\infty} a_{k'm}^{s c s c} J_m^c(\beta^*), \\ A_{k'i} &= \sum_{m=0}^{\infty} a_{k'm}^{c s c s} J_m^s(\beta^*), & B_{k'i} &= \sum_{m=0}^{\infty} a_{k'm}^{s c s c} J_m^s(\beta^*). \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

$$(\beta^*) = \frac{-k\beta^*}{\frac{\pi^2 m^2}{\Xi^2} - k^2 \beta^{*2}}; \quad J_m^c(\beta^*) = \frac{\frac{\pi m}{\Xi}}{\frac{\pi^2 m^2}{\Xi^2} - k^2 \beta^{*2}}. \quad (38)$$

an beachte, daß $k = \frac{\omega}{c}$ die Frequenz der Welle
hält, während k' die Schwingungsfrequenzen von
bedeutet, in (36) haben wir die in bezug auf die
sequenz der Welle reelle und imaginäre Komponente
ch den Schwingungsfrequenzen von $\Delta \varepsilon$ in eine
URIEREihe entwickelt. Es ist daher nicht befremd-
lich, daß sowohl in X als auch in Y Cosinus- und
ausglieder auftreten, die ja die Phase der Welle
ht betreffen.

Dann können wir die oben genannten Auto- und
chelseitigen Correlationen und die Spektren an-
ben, wobei wir (36) als stationär von 2. Ordnung

annehmen. Unter dieser Voraussetzung ist

$C_{xx}(\tau)$ die Autocorrelation von x nur von $t_2 - t_1 = \tau$
abhängig und wir haben

$$C_{xx}(\tau) = \sum_{m=0}^{\infty} (A_{mr}^2 + B_{mr}^2) \cos \frac{2\pi m \tau}{T} \quad \text{mit } T \rightarrow \infty. \quad (39)$$

Analog wird die Autocorrelation $C_{yy}(\tau)$ in Y :

$$C_{yy}(\tau) = \sum_{m=0}^{\infty} (A_{mi}^2 + B_{mi}^2) \cos \frac{2\pi m \tau}{T} \quad \text{mit } T \rightarrow \infty, \quad (40)$$

was direkt das WIENER-KHIUTCHINESCHE Theorem in
Evidenz setzt. Für die wechselseitige Correlation
 $C_{xy}(\tau)$ findet man:

$$\left. \begin{aligned} C_{xy}(\tau) &= \sum_{m=0}^{\infty} A_{mi} (A_{mr} - B_{mr}) \cos \frac{2\pi m \tau}{T} \\ &+ B_{mi} (A_{mr} + B_{mr}) \sin \frac{2\pi m \tau}{T} \quad \text{für } T \rightarrow \infty. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Damit sind die Spektren der beiden zeitlichen Kom-
ponenten des Streufeldes statistisch charakterisiert.
Wir haben sie in Π geschrieben. In E geschrieben
wären die Größen A_{kr} , B_{kr} , A_{ki} , B_{ki} ; noch mit $k^2 \sin \vartheta$
zu multiplizieren, was sie dann unter der Voraus-
setzung konstanter einfallender E -Amplitude in
Abhängigkeit von k liefert. Man beachte in diesem
Zusammenhang das Ende von 3.1!

4. Die Analyse der DK-Störungen aus Streu- feldmessungen

An verschiedenen Stellen der vorhergehenden
Abschnitte war das Problem in greifbare Nähe ge-
rückt, die dortige Fragestellung umzukehren und zu
fragen, ob und inwieweit die räumlich-zeitliche Ver-
teilung der DK-Störung aus Streufeldmessungen
erschlossen werden kann. Damit wird eine Frage-
stellung aufgeworfen, die von einer großen Anzahl
von Experimentatoren seit Jahrzehnten mit einigen
Detaillserfolgen studiert wird. Wir werden sehen,
warum die Mühen dieser Forscher nur beschränkte
Resultate liefern konnten; bei den üblichen Fading-
registrierungen können i. a. nur Schwankungen des
mittleren Gradienten der DK in den unteren Atmo-
sphärenschichten analysiert werden. Unter Bezug-
nahme auf [3] wollen wir jetzt das Gesamtproblem
aufrollen. Es wird sich dabei zeigen, daß i. a. das
Streufeld nach Größe und Phase aufgenommen wer-
den muß, daß im Falle von Impulsen die Aufnahme
der Hüllkurve nicht genügt, sondern daß die Phasen-
feinstruktur der Trägerwelle bekannt sein muß, wenn
feinere Analysen der DK-Störung verlangt werden.
Inwieweit dies bei dem heutigen Stand der experi-
mentellen Technik überhaupt möglich ist, soll hier
nicht erörtert werden.

Wir werden unter anderem anschließend eine
Reihe von Gedankenexperimenten diskutieren, die
den Sinn haben, die Größen aufzuzeigen, die not-
wendig bekannt sein, also gemessen werden müssen,
damit aus ihnen DK-Störungen als Funktion von
Ort und Zeit oder gewisse statistische Kenngrößen
darüber ermittelt werden können. Wenn ein solches
Gedankenexperiment nicht realisierbar ist, so ist
daraus zu schließen, daß die betreffende Methode der
Analyse nicht angewendet werden kann, wenigstens
solange, als die damit zu bestimmenden für eine

Analyse der DK-Störung notwendigen Größen nicht anderweitig ermittelt werden können. Es handelt sich vor allem darum, zu zeigen, welche Größen bekannt sein müssen, damit eine Analyse der DK-Störung möglich ist; so haben die folgenden Untersuchungen aufs Physikalische übertragen den Sinn von in der Mathematik üblichen Untersuchungen der Existenz und Eindeutigkeit der Lösung gewisser Probleme; man sieht aber dann direkt, daß primitivere Versuche i. a. zu keinem befriedigenden Resultat führen können.

a) Die Analyse der räumlichen DK-Störung mittels Richtcharakteristiken

Das am weitesten gesteckte Ziel besteht in der Ermittlung von $\Delta\epsilon(x, y, z, t)$ zu jedem beliebigen Zeitpunkt. Denkt man sich $\Delta\epsilon$ nur sehr langsam mit der Zeit variierend, so könnte man verlangen eine Messung eines gewissen $\Delta\epsilon(x, y, z)$ in einer Reihe von Zeitpunkten vorzunehmen und wir studieren hier zunächst die Möglichkeit, ein zeitlich konstantes $\Delta\epsilon(x, y, z)$ zu ermitteln.

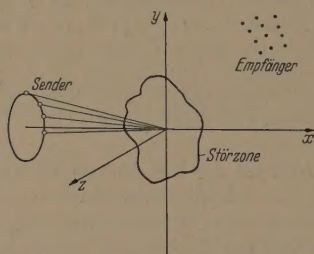


Abb. 5. Anordnung zur Analyse mittels Richtcharakteristiken.

In [3] und [5] ist dieses Problem behandelt, das wir nun vom physikalischen Standpunkt aus betrachten wollen.

Wir hatten in [5] gesehen, daß eine in der Richtung α, β, γ angestrahlte Streuzone einen HERTZschen Vektor in der Richtung $\alpha^*, \beta^*, \gamma^*$ aussendet, der gegeben ist durch:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi\epsilon_1} \int_{RR} \int_{Störzone} \int \Delta\epsilon(x, y, z, t) \times \exp[jk((\alpha - \alpha^*)x + (\beta - \beta^*)y + (\gamma - \gamma^*)z)] \times dx, dy, dz. \quad (5)$$

Wir wollen nun sehen, was aus dieser Beziehung für die Analyse einer Streuzone resultiert: man kann Streufeldmessungen durchgeführt denken, indem man drei Dinge variiert: den Einfallswinkel, die Beobachtungsrichtung, die Frequenz. Dabei gilt nun folgendes:

Die DK-Störung ist ein räumlicher also dreidimensionaler Vorgang, eine Richtcharakteristik, d. h. die Verteilung der Streuintensität über die räumlichen Richtungen, die Einheitskugel, ein zweidimensionales Gebilde. Da wir die DK-Störung als räumlich begrenzt und durchweg endlich und stetig annehmen, ist die Richtcharakteristik als eine FOURIERtransformierte eine analytische ganze Funktion; liegt \vec{H} in einem Flächenelement fest, so kann diese Funktion der Beobachtungsrichtungen analytisch fortgesetzt werden auf die übrigen Winkel-

bereiche ([5]). Um eine dreidimensionale Mannigfaltigkeit zu bekommen, aus der man mittels FOURIERinversion $\Delta\epsilon(x, y, z)$ ermitteln kann, müssen außer α^*, β^* noch eine weitere Variable einführen. kann hier ([3], [5]) in zweierlei Weise vorgehen:

1. Man führt als weitere Variable den Einfallswinkel ein: wir denken uns z. B. eine unendliche Anzahl von Sendern (Abb. 5) auf einem Kegelmantel aufgereiht und für jede Einfallrichtung eine Richtcharakteristik bestimmt, die einen genügend großen Teil der Oberfläche eines Oktanten in weiter Entfernung erfüllt. Man setzt diese Richtcharakteristiken dann analytisch fort und gewinnt eine dreidimensionale Mannigfaltigkeit, die durch FOURIERinversion $\Delta\epsilon(x, y, z)$ liefert. Im Falle endlicher Empfängeranzahl würde das Problem mittels FOURIERinterpolation zu behandeln sein.

2. Wir denken uns einen einzigen Sender, der auf der x -Achse liege; er strahle mittels Drehens das Frequenzband von 0 bis ∞ aus; gleichzeitig werde in allen Empfängern \vec{H} in Abhängigkeit der Frequenz registriert. Daraus läßt sich, wie in [5] gezeigt ist, ebenfalls $\Delta\epsilon(x, y, z)$ mittels FOURIERinversion bestimmen. Für beide Fälle müßten Analysen so schnell erfolgen, daß $\Delta\epsilon(x, y, z, t)$ entnommen ist.

Diese Versuche dürften kaum realisierbar sein, man sieht jedoch, welche Kenntnisse über das Streufeld nötig wären, um eine punktweise Analyse des Wertes von $\Delta\epsilon(x, y, z, t)$ zu liefern aus Richtcharakteristiken.

b) Analyse mittels Impulsabtastung der Streuzone

Um $\Delta\epsilon(x, y, z)$ zu ermitteln, kann man daran denken, sich einer Abtastung der Streuzone mittels Impulsen zu bedienen. Man müßte dem Sender eine außerordentlich scharf gebündelte Richtcharakteristik geben, sehr kurze Impulse auf sehr kurzen Wellen aussenden und so die Störzone abtasten. Dann würden im Empfänger jeweils die Mittelwerte eines solchen Wellenpaketes registriert werden. Hat man ein solches Wellenpaket, was notwendigerweise der Fall ist, in irgendeiner Richtung, die nicht in der winkelhaften Ebene liegt, eine Ausdehnung von mehreren Wellenlängen, so kommen die von den einzelnen Teilen herrührenden Streuwellen natürlich phasenverschoben an.

Wir werden später sehen, daß es zu einer Analyse notwendig ist, nicht nur die Verzerrung der Impulsform, sondern auch die Phasenfeinstruktur der Trägerwelle zu kennen. Daraus ergibt sich die außerordentliche Schwierigkeit der Realisation auch der Messungen, wenn man mit der Trägerfrequenz der Impulsdauer an die Grenze des Möglichen geht.

c) Die eindimensionale Analyse im Falle einer Einfall-Empfangsrichtung

Wir beziehen uns wieder auf das Schema von Abb. 3 und 4 und untersuchen die Möglichkeit der Umkehrung der dortigen Fragestellung. Wir denken uns wieder zwei Methoden angewandt wie oben: Impulsanalyse und Durchdrehen der Frequenz.

1. Die Analyse mittels Impulsen. Wir setzen dabei voraus, daß a) die Impulsdauer und b) die Frequenz zum Durchheilen der Streuzone seitens eines Senders notwendig ist, klein seien gegenüber der

sich $\Delta \varepsilon(y, t)$ an einer Stelle y merklich ändert, hatten oben schon darauf hingewiesen und es gleich anschließend sehen, daß sowohl die Kurve des verstreuten Impulses als auch die Feinstruktur der Trägerwelle bekannt sein, um eine Analyse zu ermöglichen. Der Impuls habe die Form:

$$f(t) = \cos \Omega t \varphi(t), \quad (42)$$

Ω die Kreisfrequenz der Trägerwelle und $\varphi(t)$ die Kurve, die Impulsform, darstellt. Jedes Element der Streuzone, d. h. in unserem Fall jede Schicht, ist sich als ein Sender, der eine Welle ausstrahlt:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi\epsilon_1 R R'} \Delta \varepsilon(y) f\left(t - 2 \frac{\beta^* y}{c}\right) dy \quad (43)$$

(c = Lichtgeschwindigkeit).

Der Winkel ($\pi - \arccos \beta^*$), d. h. in unserer Beobachtungsrichtung bekommt man dann, wenn man die Phase auf $y=0$ bezieht, also die Phasen verdreht, die von der Durchheilung der Räume oberhalb $y=0$ herrühren,

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi\epsilon_1 R R'} \int_0^{\pi} \Delta \varepsilon(y) f\left(t - \frac{2y\beta^*}{c}\right) dy = \Phi(t). \quad (44)$$

Wir betrachten wir $f\left(t - \frac{2y\beta^*}{c}\right)$ im Lichte der Gleichung (43)

$$\begin{aligned} f\left(t - \frac{2y\beta^*}{c}\right) &= \cos \Omega \left(t - \frac{2\beta^* y}{c}\right) \varphi\left(t - \frac{2\beta^* y}{c}\right) \\ &= \left(\cos \Omega t \cos \frac{2\beta^* y}{c} + \sin \Omega t \sin \frac{2\beta^* y}{c} \right) \varphi\left(t - \frac{2\beta^* y}{c}\right), \end{aligned} \quad (45)$$

kommen also am Empfänger zwei in der Phase kreuz aufeinanderstehende Komponenten an. Wird man Gleichung (44) direkt nach $\Delta \varepsilon(y)$ auflösen, so würde in dieser Lösung das Folgende zwar erhalten, aber nicht evident sein. Mittels (45) können wir (44) folgendermaßen zerlegen:

$$\Delta \varepsilon(y) \cos \frac{2y\beta^*}{c} \varphi\left(t - \frac{2y\beta^*}{c}\right) dy = 4\pi\epsilon_1 R R' \Phi_c(t), \quad (46)$$

$$\Delta \varepsilon(y) \sin \frac{2y\beta^*}{c} \varphi\left(t - \frac{2y\beta^*}{c}\right) dy = 4\pi\epsilon_1 R R' \Phi_s(t), \quad (47)$$

$$\Phi_c(t) \cos \Omega t + \Phi_s(t) \sin \Omega t = \Phi(t). \quad (48)$$

Der Grund unserer Versuchsanordnung muß $\Phi(t)$ sein. Die Zerlegung zulassen: $\Phi(t)$ stellt eine mit einer Hüllkurve modulierte Trägerwelle der Frequenz Ω dar. Eine mittels FOURIERTRANSFORMATION in bekannter Weise durchgeführte Lösung dieser beiden Integralgleichungen liefert nun $\Delta \varepsilon(y) \cos \frac{2y\beta^*}{c}$ und $\Delta \varepsilon(y) \sin \frac{2y\beta^*}{c}$ also zweimal $\Delta \varepsilon(y)$, wenn man jeweils den cos- oder sin-Faktor dividiert, wodurch sich die Gleichungen gegenseitig kontrollieren. Die Berechnung der Lösung wollen wir hier ihrer Einfachheit wegen unterlassen, der Leser findet sie in [3].

Man sieht aber aus der Zerlegung (48), daß es nicht genügt, die Hüllkurve des gestreuten Impulses zu beobachten, sondern man muß die genaue Lage der Trägerwelle unter der Hüllkurve kennen, was man sich auch physikalisch folgendermaßen vergegenwärtigen kann:

Zunächst ist $\Delta \varepsilon(y)$ eine reelle Funktion, sie wird durch die FOURIERTRANSFORMATION zu einer analytischen ganzen Funktion, von der es im Prinzip genügt, den reellen oder imaginären Teil zu kennen, da der eine von diesen beiden den anderen bestimmt. Es ist nun einleuchtend, daß $\Delta \varepsilon(y)$ durch seine Abbildung auf $\Phi_c(t)$ oder $\Phi_s(t)$ als je einer in sich gleichphasigen Größe etwa durch Superposition mit der reellen und imaginären Komponente des auf der phasenstabilen Leitung ankommenden Wellenzuges ermittelt werden kann. Physikalisch bietet sich folgender Sachverhalt: wir

nehmen ein $\Delta \varepsilon(y)$ nach den zwei Möglichkeiten von Abb. 6 an in einem bestimmten y -Intervall:

a) $\Delta \varepsilon(y)$ positiv, b) negativ; das einfallende Signal sei ein Rechteckimpuls, der auch mit konstanter Amplitude der Trägerwelle, vielleicht in die Länge

gezogen, am Empfänger ankommt. Ob $\Delta \varepsilon(y)$ an der betreffenden Stelle positiv oder negativ ist, zeigt sich nur darin, wie die Phase der Trägerwelle innerhalb der Hüllkurve liegt: etwa nach Abb. 7 für positives $\Delta \varepsilon(y)$ und nach Abb. 8 für negatives. Die Rechteckhüllkurve ist in beiden Fällen dieselbe. Es soll nicht weiter diskutiert werden, inwieweit solche Phasenmessungen bei hohen Frequenzen möglich sind.

2. Analyse mittels Frequenzdurchdreh-

aufnahmen. Wenn wir nun einen kontinuierlichen Wellenzug ausstrahlen und in ihn die Trägerfrequenz in $0 \leq \Omega \leq \infty$ durchdrehen (in der Theorie, in praxi dagegen in einem möglichst breiten realisierbaren Frequenzband), so bekommen wir für den HERTZschen Vektor (vgl. [3])

$$\begin{aligned} \vec{H}(\Omega) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_1 R R'} \int_0^{\pi} \Delta \varepsilon(y) \exp[-j 2 k \beta^* y] dy, \\ k &= \frac{\Omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}. \end{aligned} \quad (49)$$

Wir können daraus $\Delta \varepsilon(y)$ mittels FOURIERINVERSION entnehmen ([3]).

Im Falle eines endlichen Frequenzbandes in Ω geht die FOURIERINVERSION in eine Interpolationsaufgabe über, die in [17] behandelt ist. Da $\Delta \varepsilon(y)$ eine reelle Funktion ist, muß zur FOURIERINVERSION nur der reelle Teil von $H(\Omega)$ herangezogen werden, was wiederum die Kenntnis der Phase verlangt.

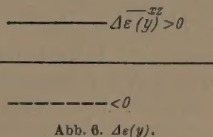


Abb. 6. $\Delta \varepsilon(y)$.

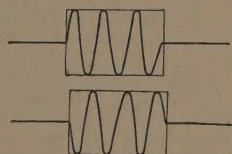


Abb. 7 u. 8. Empfangenes Streufeld für $\Delta \varepsilon \geq 0$.

5. Bemerkungen zur Statistik der Analyse

Wir hatten in 3c die Statistik des Streufeldes aus der Statistik der DK-Störung abgeleitet und dabei gesehen, daß die Kenntnis der 1. Verteilung einer FOURIERtransformierten die Kenntnis der Verteilungsfunktionen beliebig hoher Ordnung der Originalfunktion erfordert. Eine direkte Umkehrung statistischer Kenngrößen der 1. Verteilungen ineinander ist nach (22) und (23) nur für m und M , also die Mittelwerte möglich. Schon die Elemente der Correlationsmatrix der Verteilungen sind nicht mehr ineinander umrechenbar, da sie zweidimensionale Gebilde sind, von denen bei variabler Frequenz (nur $\omega\beta^*$ steht in den Gleichungen) ausschließlich ein eindimensionales Abbild vorliegt [vgl. Gl. (19) bis (21), (28) bis (31)]. Es wurde nun in [3] der Vollständigkeit halber die 1. Verteilung von $\Delta\epsilon(y)^{x,z}$ aus den Verteilungen N -ter Ordnung des Streufeldes mit $N \rightarrow \infty$ ermittelt. Dazu wäre nötig, daß diese Verteilungen aus Streufeldaufnahmen erst mühsam ermittelt und dann auf die erste Verteilung der DK-Störung umgerechnet werden. Einfacher ist es wohl, die Streufeldaufnahmen mittels FOURIERinversion auf $\Delta\epsilon(y)^{x,z}$ umzurechnen und aus einer großen Anzahl von $\Delta\epsilon(y)^{x,z}$ Verläufen dessen 1. Verteilung zu ermitteln.

Mit diesen Feststellungen ist das in der Einleitung aufgestellte Programm erledigt.

Literatur. [1] ECKART, G.: Abh. d. Bayer. Ak. der Neue Folge, Heft 74,1 (1955). — [2] ECKART, G.: Über Streuungselektrischer Wellen an Zonen dielektrischer Turbulenz. Abhdlg. der Bayer. Ak. der Wiss. im Druck. — [3] ECKART, G.: Über die Analyse der Störung der Dielektrizitätskonstante von Zonen dielektrischer Turbulenz aus Streuungsbeobachtungen. Abhdlg. der Bayer. Ak. der Wiss. im Druck. — [4] ECKART, G.: Abhdlg. der Bayer. Ak. der Wissenschaften, Heft 15, 169 (1953). — [5] ECKART, G.: Archiv d. el. Üb. 9 (1955). — [6] GORDON, W. E. und G. BOOKER: Proc. 38, 401 (1955). — [7] PLENDL, H. und G. ECKART: Z. Hochfr. und Elek. 52, 44 (1938). — [8] ECKART, G. und H. PLENDL: Die Verbreitung der ult. akuten Wellen. Ergeb. exakt. Naturw. 17, 325 (1938). — [9] ECKART, G. und K. RAWER: Aufw. Wellenausbreitung im Taschenbuch der Hochfrequenzphysik, Springer 1956. — [10] BURROWS, CH. R. und S. ATTWOOD: Radio Wave Propagation. 1949 Ae Press, New York. — [11] KERR, D. E.: Propagation of Short Radio Waves. (MIT) Mc. Gran Hill 1951. — [12] KARAN, G. und G. ECKART: Ann. de Phys. 12, 641 (1950). — [13] P. EIS, C. L.: Phys. Rev. 71, 265 (1947). — [14] STARAS: Journ. Appl. Phys. 23, 1152 (1952). — [15] CRAMER, H.: Mathematical Methods of Statistics. Princeton 1951. — [16] BERNSTEIN, S., E. SLUTSKY, A. STEINHAAS: Les fondements aléatoires. Hermann — Paris Act. Sc. et Ind. No. 73. — [17] GOLDMAN, ST.: Information Theory, Prentice Hall,

Professor Dr. G. ECKART,
Universität des Saarlandes
Saarbrücken.

Buchbesprechungen

United States Atomic Energy Commission (AEC): Reactor Handbook (Materials) New York, McGraw-Hill Book Company 1955. 610 Seiten, geb. S 79.—

Für die beim Bau von Kernreaktoren verwendeten Werkstoffe spielen neben den „konventionellen“ Stoffeigenschaften wie Festigkeit, Dehnbarkeit, Korrosionsfestigkeit usw. einige bis dahin noch nicht bekannte Eigenschaften — die Kerneigenschaften des Materials — eine entscheidende Rolle. Neben der hierdurch bedingten scharfen Einengung des Bereiches der verwendeten Materialien wird für diese z. T. extrem reine Darstellung gefordert. Darüber hinaus hat diese Zwangslage zur großtechnischen Herstellung einiger neuer Werkstoffe geführt, die bis vor kurzer Zeit noch nur als Labormengen zur Verfügung standen.

Im Rahmen des Reactor Handbook bringt der Band „Materials“ wohl erstmals in diesem Umfang eine Zusammenstellung der wesentlichsten dieser Reaktorbaustoffe, wobei die Materie sehr übersichtlich mittels Tafeln, Tabellen und Diagrammen dargeboten wird. Ausführlich wurde dabei auf die oft erheblichen Veränderungen der Materialeigenschaften, abhängig von der gewählten Bearbeitungs- und Darstellungsverfahren, bzw. abhängig von vorhandenen Verunreinigungen oder Beimengungen eingegangen.

Neben den Konstruktionsmaterialien (Al, Mg, Mo, Ni, rostfreier Stahl, Ti, W, V, Zr sowie deren Verbindungen) werden Stoffe, die vorwiegend als Bremssubstanz dienen (Be, Graphit), die Kernbrennstoffe selbst (U, Pu, Th) sowie geeignete Strahlenschutzmaterialien (Zemente, Hydrate) und metallische Reaktorkühlmittel (Li, Bi) behandelt.

Wenn auch infolge der erst kurzen Entwicklungszeit dieses Gebietes an manchen Stellen des vorliegenden Bandes Lücken spürbar sind, so wird der Leser, der sich bisher die benötigten Daten mühsam zusammentragen muß, das Erscheinen dieses Buches dennoch außerordentlich begrüßen.

H. KORNBIHLER.

Heisenberg, W.: Das Naturbild der heutigen Physik. Hamburg: Rowohlt 1955. 149 S. DM 1.90.

Als Naturbild der Physik werden hier moderne physikalische Erkenntnisse und Ausblicke in ihrer Beziehung allgemein menschlichen Situation geboten. Jedoch handelt es sich von diesem Thema im wesentlichen nur die ersten beiden Kapitel. Denn der übrige, weit umfangreichere Teil enthält eine originelle Form einer Geschichte der Physik, in der die Entwicklung der naturwissenschaftlichen Denkmäler aus einer Reihe von Ausschnitten aus den Werken berühmter Physiker gestellt wird. Dazwischen steht noch ein Kapitel über Naturwissenschaft und humanistische Bildung, das in einem kenntnis zum Abendland“ gipfelt und sich damit schon ziemlich weit von der Physik entfernt. Überhaupt vermittelt das Buch an vielen Stellen weniger physikalische Tatsachen als die persönlichen Ansichten eines hervorragenden Physikers zu unserer heutigen Situation. Obwohl diese natürlich durchaus nicht unangreifbar sind, enthalten sie manchmal einen Ausblick in die Zukunft, der zusammen mit dem wenig bekanten Rückblick in die Vergangenheit den Lesenden des Buches gerade auch für den Fachmann ausmacht.

Wenn man aber bedenkt, daß dieses Bändchen in der wohlts-Deutscher Enzyklopädie erschienen ist, die doch, Aufmachung und Preis zu schließen, für einen sehr breiten Leserkreis bestimmt sein soll, so kommen einem einige Zweifel an der Regie dieser Reihe. Denn in einer derartigen Enzyklopädie würde man — zumal auf naturwissenschaftlichem Gebiet — mehr fundierte Tatsachen und weniger unverbildete Meinungen erwarten, da ja der Durchschnittsleser in der Lage sein wird, zwischen beiden zu unterscheiden. Gerade bei dem Rang des Autors besteht die Gefahr, etwas als Evangelium betrachtet wird, was gar nicht so gemeint war. So wird man auch hier, wie bei so vielen populärwissenschaftlichen Veröffentlichungen das ungute Gefühl nicht los, ob damit wirklich die Bildung oder doch nur die Scheinbildung gefördert wird.

A. HAUPT.